This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

HARVARD COLLEGE LIBRARY

BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787–1855)
OF BOSTON

FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION

SOCIÉTÉ FRANÇAISE

DE PHYSIQUE.

ANNÉE 1890.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
16408 Quai des Grands-Augustins, 55.

SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE
PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

ANNÉE 1890.

PARIS,
AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,
44, RUE DE RENNES, 44.

1890

Sci 1080.40.8

HARVARD COLLEGE
MAR 12 1921
LIBRARY

Degrand fund

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 17 JANVIER 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MASCART.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 20 décembre 1889 est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. MICULESCOU (Constantin), Licencié ès Sciences, à Paris.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL donne lecture d'une lettre de M. Petrouchaffsky, Président de la Société russe de Physique et de Chimie, qui invite les membres de la Société à honorer de leur présence la réunion des naturalistes et médecins russes qui se tiendra, à Saint-Pétersbourg, dans le courant du mois de janvier 1890.

M. le PRÉSIDENT déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Vice-Secrétaire, de deux membres pour la Commission du *Bulletin*, de deux membres pour la Commission des constantes et pour le renouvellement partiel du Conseil.

M. MASCART annonce la mort de M. Hirn, membre honoraire de la Société.

M. CAËL donne lecture du rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice 1889. Les Comptes sont approuvés et des remerciements sont adressés à M. le Trésorier.

M. MASCART, avant de quitter le fauteuil de la Présidence, rend compte des travaux de la Société pendant l'année qui vient de s'écouler, puis cède le fauteuil à M. MALLARD, Président pour l'année 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

M. le PRÉSIDENT proclame le résultat du vote.

Sont élus :

Vice-Président : M. FRIEDEL.
Vice-Secrétaire : M. E. COLARDEAU.
Membres de la Commission du Bulletin : MM. BOUTY et VIOLLE.
Membres complémentaires de la Commission des constantes : MM. BRILLOUIN et PELLAT.

Sont élus membres du Conseil pour une période de trois années :

Membres résidants.

MM. D'ARSONVAL, Directeur du Laboratoire de Physique biologique au Collège de France.
BARON, Directeur à l'administration des Postes et Télégraphes.
CASPARI, Ingénieur hydrographe de la Marine.
RENARD (Com^t. Ch.), Directeur de l'Établissement central d'Aérostation militaire.

M. JOLY, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, est élu pour l'année 1890, en remplacement de M. Bertrand, nommé membre honoraire.

Membres non résidants.

MM. DAMIEN, Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.
GUILLAUME (de Zurich), Attaché au Bureau international des Poids et Mesures, à Sèvres.
POLLARD, Ingénieur des Constructions navales, à Brest.
THOMPSON (Silvanus-P.), Professeur à Finsbury Technical College, à Londres.

M. LIPPMANN présente à la Société quelques remarques sur la différence de potentiel et la force électromotrice d'induction. C'est à tort que l'on paraît quelquefois admettre que tout courant correspond à une différence de potentiel. Ainsi, dans les expériences d'Elihu Thompson, nous avons vu des courants d'induction produits dans un système qui était de révolution autour d'un axe : pour raison de symétrie, la valeur du potentiel y était uniforme. Dans une machine magnéto-électrique à circuit ouvert, la différence de potentiel est égale et de signe contraire à la force électromotrice d'induction, au lieu de lui être identique. Si l'on ferme le courant par une résistance extérieure r', la différence de potentiel qui subsiste est donnée par les équations suivantes. A l'intérieur de la machine, on a

$$i = \frac{e - x}{r},$$

e étant la force électromotrice d'induction, r la résistance intérieure; à

l'extérieur, on a

$$i = \frac{x}{r'}.$$

De là on tire

$$i = \frac{e}{r + r'}, \qquad x = e\frac{r'}{r + r'}.$$

Dans le cas d'une pile, même raisonnement. On trouverait encore que les différences de potentiel disparaissent du numérateur de l'expression de i pour un circuit fermé. Cela tient à ce que $\int \frac{dV}{dx} dx = 0$ pour un circuit fermé. La distribution du potentiel est telle que l'intensité du courant est la même dans tout le circuit.

M. Moissan expose à la Société ses nouvelles recherches sur la détermination des constantes physiques du fluor. Il rappelle ses premières expériences, qu'il répète devant la Société. Il fait brûler du soufre, du phosphore, de l'iode, de l'arsenic, du bore et du silicium cristallisé au contact du fluor. Il montre l'action de ce nouveau corps simple sur l'iodure de potassium, les bromures, les corps organiques hydrogénés tels que les carbures d'hydrogène, l'alcool, l'éther, le liège, etc. Enfin il décrit et place sous les yeux des auditeurs les derniers appareils dont il s'est servi pour préparer le fluor pur en notable quantité et pour déterminer la densité, la couleur et le spectre de ce nouvel élément.

Avant la séance, M. Moissan avait pu montrer la couleur du fluor placé dans un tube de platine de 1^{m}, fermé par des plaques transparentes de fluorine. Après la séance, on a pu voir au spectroscope les raies rouges fournies par l'étincelle d'induction éclatant dans une atmosphère de fluor ou de fluorure de carbone.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

SUR L'EXERCICE 1889.

La Commission, après s'être fait présenter les pièces de comptabilité et avoir vérifié l'état de la Caisse, a pu, d'après les renseignements et documents fournis par le Trésorier, établir ainsi qu'il suit la situation financière de la Société :

Recettes.

	fr
En caisse à l'ouverture de l'exercice (1er janvier 1889).....	332,80
Produits des cotisations.....	7542,65
Droits d'entrée.....	110,00
Souscriptions perpétuelles.....	2020,00
Intérêts du capital placé.....	1389,65
Produit de la vente des publications de la Société.....	381,60
Dons.....	4952,05
Total des recettes.....	16728,75

Dépenses.

	fr
Loyer du siège social	600,00
Supplément de loyer pour la location de la grande salle (2 jours).	120,00
Traitement de l'agent de la Société	1600,00
Indemnité au même pour la bibliothèque	200,00
Abonnements aux journaux scientifiques et reliure	434,10
Bibliothèque circulante	75,30
Frais de bureau; frais divers; étrennes	753,95
Recouvrement des cotisations	183,15
Frais d'expériences pour les séances	439,55
Séances extraordinaires	40,00
Frais de gravure pour le *Bulletin*	285,50
Distribution du *Bulletin*	370,20
Agent de change	6,70
Achat de 10 obligations Est (nouvelles) à 399fr,75	3997,50
Achat de livres	53,15
Versé en compte à M. Gauthier-Villars sur les mémoires fournis jusqu'à ce jour	6074,15
Gratification aux Imprimeurs pour le 1er volume sur le pendule (*votée par le Conseil*)	150,00
TOTAL DES DÉPENSES	15383,25
TOTAL DES RECETTES	16728,75
TOTAL DES DÉPENSES	15383,25
Excès des recettes sur les dépenses (reste en caisse au 1er janvier 1890)	1345,50

Détail des comptes relatifs à nos publications :

	fr
Impression, correction, tirage, brochage des dernières feuilles du t. III de la *Collection des Mémoires de Physique*, 8 feuilles $\frac{1}{2}$.	2262,75
Impression, correction, tirage de la dernière partie du t. IV de la même Collection (Pendule 1er vol.), 14 feuilles $\frac{3}{4}$	3784,35
Impressions diverses, circulaires, etc	27,05
TOTAL	6074,15

Situation.

Actif.

	fr
70 obligations nominatives des chemins de fer du Midi (anciennes), certificats nos 91729, 110337 et 118297, achetées 25301fr,50 au cours moyen du 31 décembre 1889	29785,00
3 obligations anciennes au porteur des mêmes chemins de fer, nos 185901 à 185903, achetées 1182fr,35 au cours moyen du 31 décembre 1889	1276,50
A reporter	31061,50

Report.....	31061,50
19 obligations des chemins de fer du Midi (nouvelles) au porteur, nos 21093-21098; 151523-151526; 163848 et 344141-344143, achetées 7692fr,65 au cours moyen du 31 décembre 1889.....	8015,62
10 obligations des chemins de fer de l'Est (nouvelles) au porteur, nos 267609-267615; 283433-283434 et 508112, achetées 3997fr,50 au cours moyen du 31 décembre 1889.....	fr 4125,00
Espèces en caisse.....	1345,50
TOTAL.....	44547,62

L'actif immédiatement réalisable de la Société s'élevait donc, à la date du 31 décembre dernier, à la somme de..... 44547,62

Il convient d'y ajouter la valeur très réelle, bien que non immédiatement réalisable, des volumes en dépôt chez MM. Gauthier-Villars et fils, savoir :

Coulomb.....	725 volumes	à 6fr le volume.....	fr 20184,00
Ampère I.....	797 »		
Ampère II.....	912 »		
Pendule (1) I.....	930 »		
	3364		

et les cotisations à recouvrer, évaluées approximativement à.. 1600,00

TOTAL..... 21784,00

Soit une valeur de 21784fr environ, constituant un actif dont la Société ne saurait disposer à ce jour.

Passif.

Les dettes de la Société se réduisent à son compte avec MM. Gauthier-Villars et fils; nous avons payé tous les mémoires fournis par eux jusqu'à ce jour, sauf une somme de 634fr.

Le tome IV de la grande Collection est entièrement soldé, mais on ne nous a pas présenté encore les factures relatives aux *Comptes rendus de nos séances*, depuis juillet 1888; nous devons donc une année entière qu'on peut évaluer à 2400fr; il en a toujours été ainsi depuis l'origine de la Société; les comptes d'impression, quelque diligence qu'on fasse, ne sont jamais fournis que longtemps après la publication.

Statistique.

La Société comptait, au 1er janvier 1889, 711 membres.....	711
Elle s'est accrue cette année de 43 membres nouveaux.....	43
	754

(1) Ce chiffre, 930, est approximatif; le volume est encore en distribution; l'Éditeur ne peut avoir fourni le nombre exact des exemplaires qui resteront après que cette distribution sera terminée; mais, dans les cas semblables, il restait environ 930 à 950 exemplaires (tirage à 1500).

Mais il faut retrancher de ce nombre :

Membres décédés	10
Démissionnaires ou ayant cessé de payer la cotisation	11
	21

Restent 733 membres au 1er janvier 1890 (1); parmi eux, les souscripteurs perpétuels sont au nombre de :

		fr			fr
100	ayant versé	200,	soit		20000,00
7	»	150,	»		1050,00
10	»	100,	»		1000,00
7	»	50,	»		350,00
21	membres perpétuels décédés ont versé				4200,00
				TOTAL	26600,00

Résumé.

Si l'on défalque de l'actif immédiatement disponible le montant des souscriptions perpétuelles, inaliénables d'après les statuts sociaux, et une somme de 15000fr provenant de la générosité des bienfaiteurs de la Société, et réservés par la volonté des donateurs à un emploi défini et spécial, savoir :

10000fr à l'amélioration de la bibliothèque de la Société,
5000fr à la publication du volume des constantes,

il reste une somme de

2947fr,62,

à peu près égale au montant de l'arriéré dû à MM. Gauthier-Villars et fils pour les publications courantes.

En réservant les fonds statutaires et les dons de destination spéciale, l'actif et le passif courants se balancent.

La Société possède en outre, dans les volumes déposés chez MM. Gauthier-Villars et fils et les cotisations à recouvrer, une valeur un peu aléatoire, mais certainement assez considérable, qui la met très largement au-dessus de ses affaires.

La situation est donc satisfaisante, et votre Commission vous propose d'approuver les comptes des recettes et des dépenses qui lui ont été soumis par votre Trésorier et dont elle a reconnu la parfaite exactitude.

---

(1) Membres habitant Paris		392
» » les départements		222
» » l'étranger		119
		733

ALLOCUTION

PRONONCÉE DANS LA SÉANCE DU 17 JANVIER 1890

PAR M. E. MASCART.
Président sortant de la Société française de Physique.

MESSIEURS,

Avant d'aborder la revue de nos travaux, qui est la dernière mission de votre Président, j'ai le pénible devoir de vous annoncer la mort de M. Hirn (Gustave-Adolphe), que nous avions été heureux, il y a quelques semaines seulement, d'ajouter à notre liste de membres honoraires de la Société, et qui nous en a témoigné une reconnaissance véritablement touchante pour bien des motifs sur lesquels il n'est pas nécessaire d'insister ici. Il a pour ainsi dire inauguré la maladie régnante à Colmar, qui prit chez lui, dès le début, un caractère alarmant et enleva en quelques jours à l'affection des siens un homme si immensément bon, d'après l'expression d'un de ceux qui l'ont connu de plus près.

Les travaux scientifiques de M. Hirn ont commencé en 1845 et se sont continués jusqu'à sa mort, c'est-à-dire pendant une période de 45 années. Avec son frère aîné Ferdinand, ils eurent, par suite de relations de famille et de leurs alliances personnelles, à diriger la maison Haussmann, Jordan et Cie au Logelbach, dont l'industrie remontait à l'année 1772, c'est-à-dire à l'époque où la fabrication des indiennes s'introduisait en Alsace; mais, si les jeunes ingénieurs trouvaient de grands souvenirs dans ce vaste établissement, ils ne tardèrent pas aussi à y constater une situation commerciale difficile, un matériel qui n'était plus à la hauteur des progrès accomplis, des machines surannées, des moteurs hydrauliques attachés

à différentes fabriques isolées et où tout était à réparer. Au lieu de s'arrêter devant ces obstacles imprévus, les deux frères se mirent à la besogne avec un courage qui ne fut jamais ébranlé. Ils eurent recours aux procédés les plus ingénieux pour tirer un meilleur parti des vieilles machines et les relier l'une à l'autre, afin de venir en aide aux plus imparfaites. C'est alors que Ferdinand imagina les câbles de transmission, d'abord sous la forme d'un ruban d'acier de 160^{m} de longueur, puis successivement d'une corde en coton, d'un câble métallique avec âme de chanvre, et enfin de simples câbles en fil d'acier, comme on le fait aujourd'hui.

Gustave-Adolphe, qui était plus porté vers les applications scientifiques, publia des recherches importantes sur le jaugeage des cours d'eau (1845) et sur la théorie mathématique des ventilateurs (1847). A la demande de la Société industrielle de Mulhouse, il entreprit, en 1855, un long travail sur la manière d'essayer les huiles qui servent au graissage des machines. Ces études eurent pour résultat industriel d'introduire l'usage des huiles minérales, et pour résultat scientifique d'amener Hirn à la théorie mécanique de la chaleur. Il avait déjà réalisé l'emploi de la vapeur surchauffée pour améliorer le rendement de ses machines, et vérifié par expérience la condensation de la vapeur pendant la détente, conformément aux prévisions de Clausius et Rankine. Ses recherches sur l'équivalent mécanique de la chaleur, déterminé par les procédés les plus variés, ont fait l'objet d'un Rapport magistral de Clausius qui a consacré la réputation scientifique de M. Hirn. L'analyse de ses nombreux travaux ayant un caractère plus industriel, tels que ses études sur les turbines et les dynamomètres, de ceux qu'il a consacrés à la théorie de la chaleur, enfin de ses vues élevées sur la constitution moléculaire des corps, la structure de l'univers et la Métaphysique, exigerait un temps dont je ne puis disposer ici, et même, à quelque degré, une compétence que je serais obligé de décliner.

Après les événements de 1870, M. Hirn quitta l'industrie à laquelle il avait consacré une si grande part de son existence et se retira à Colmar. L'isolement de ses amis de France auquel il dut se résoudre fut son plus grand chagrin à la fin de sa carrière ; le respect général dont il était entouré ne suffisait pas à l'en consoler. Il restait en relations scientifiques avec nous et installa

plusieurs postes d'observations météorologiques à différentes hauteurs, dont les résultats ont été l'objet de Communications intéressantes à l'Académie des Sciences. Nous avons eu la satisfaction de lui causer une dernière joie, et il n'a pas manqué de nous exprimer le prix qu'il attachait à cette distinction.

Le nombre et l'importance des deuils que nous avons dû enregistrer dans le cours de l'année dépassent la mesure normale et nous devons espérer que l'avenir sera plus clément.

Je vous rappellerai d'abord les noms de ceux à la mémoire desquels nous avons déjà rendu hommage : MM. Broch, le Directeur sympathique du Bureau international des Poids et Mesures; Warren de la Rue, que ses origines, son éducation et ses relations d'amitié avec les hommes de science les plus éminents nous rattachaient par tant de liens; Gaston Planté, le savant modeste qui a trouvé la réputation sans la chercher; Govi, que nous avions vu si souvent dans nos réunions; Joule, une des gloires scientifiques de notre siècle; d'autres plus humbles, Bourbouze et Gosse. J'y ajouterai M. Kretz, ingénieur distingué qui a marqué sa carrière par de nombreux travaux sur la Mécanique et la Physique, M. Fargues de Taschereau, professeur au Lycée Condorcet, un des plus anciens membres de notre Société, enfin M. Moitessier, doyen de l'École de Pharmacie de Montpellier, dont on peut citer plusieurs travaux de Physique remarquables.

Je n'ai pas à insister sur le caractère des Communications présentées à la Société; mais je puis ajouter que nous formons un milieu scientifique élevé, où les expériences les plus délicates et les questions théoriques les plus abstraites trouvent toujours un auditoire capable d'en comprendre l'intérêt ou d'en suivre le développement.

Cette rare compétence de l'auditoire a pour résultat d'amener devant nous les hommes les plus autorisés dans les différentes parties de la Physique, et vous en pouvez juger par les Mémoires publiés dans nos procès-verbaux. Je me permettrai de citer cependant la belle conférence de M. Bichat, qui a bien voulu nous consacrer un voyage pour exposer une série d'expériences du plus haut intérêt sur les phénomènes actino-électriques. Nous devons aussi remercier M. Weyher, qui a résolu à sa manière le problème

de Mahomet en transportant ici un véritable matériel industriel et en vous permettant d'assister à ses expériences si originales sur les tourbillons atmosphériques.

C'est aussi pour la Société de Physique que notre secrétaire général si dévoué a installé les expériences de M. Herz, qui ouvrent des aperçus nouveaux sur la transmission des phénomènes électriques.

L'Exposition universelle était un immense champ d'études où la Société a trouvé sa place en assistant aux expériences si nouvelles de M. Elihu Thomson sur les courants alternatifs, que M. Abdank a bien voulu répéter devant vous.

Les circonstances n'ont pas permis de convoquer ici les savants étrangers qui étaient devenus nos visiteurs; mais votre Bureau y a suppléé en partie en votre nom, et la plupart d'entre nous, ceux du moins que les vacances n'avaient pas éloignés, ont assisté à la séance des Ingénieurs électriciens de Londres et au Congrès international des électriciens. A ce point de vue encore, l'année a été fructueuse pour la Science et pour notre pays.

Je voudrais encore dire un mot de nos publications.

La Société, vous le savez, n'est pas capitalisante, car l'avenir est pour elle assez assuré pour qu'elle n'en ait pas souci, et elle préfère utiliser ses ressources sous une autre forme, en publiant une Collection de Mémoires qui constituent un véritable monument scientifique. Cette Collection renferme déjà quatre Volumes qui représentent une dépense totale de plus de 30000^{fr}.

T. I, *Mémoires de Coulomb;* par M. Potier;

T. II et III, *Mémoires sur l'Électrodynamique;* par M. Joubert;

T. IV. Un premier Volume *Sur le pendule;* précédé d'une savante introduction par M. Wolf.

T. V. Second Volume presque terminé sur le même sujet.

Nous avons, en outre, en préparation une série de Volumes sur les *Constantes de la Physique*. J'ai dit une série, parce que cette publication représente des recherches très laborieuses et qu'il n'était pas à espérer que plusieurs auteurs, travaillant dans des directions différentes, fussent au bout de leur tâche pour la même époque. Le Conseil a pris la décision heureuse que les différentes Tables seraient imprimées et distribuées à mesure de leur achèvement.

L'une poussera l'autre; nous pourrons profiter d'abord des parties achevées et voir les suivantes se succéder à de courts intervalles.

Les membres de la Société, qui reçoivent ces publications importantes à titre gratuit, retrouvent ainsi, surtout pour ceux qui habitent les départements ou l'étranger, la représentation de leur cotisation sous une forme des plus utiles; car elle permet à chacun d'avoir sous la main les œuvres des fondateurs de la Science, au lieu de les chercher péniblement dans les bibliothèques, et de recueillir de cette communication directe avec les grands esprits un profit inestimable.

Vous vous demanderez peut-être comment une Société peut, avec des dépenses régulières et des ressources modérées, aborder une pareille entreprise, c'est qu'elle a une caisse secrète. Son œuvre a la bonne fortune d'exciter les générosités anonymes; nous sommes heureux d'en exprimer ici notre profonde reconnaissance, espérant que par cette voie elle parviendra aux oreilles des donateurs.

Nous avons encore reçu de M. Janssen une offre généreuse de nature différente, dont vous serez informé quand elle aura été réalisée sous une forme définitive.

La prospérité d'une Société s'apprécie surtout par l'accroissement continu du nombre de ses membres. De 711 inscrits au 1er janvier 1889, nous avons passé à 733, en augmentation de 22 sur l'année précédente. Il est intéressant d'en connaître la répartition, qui est :

Pour Paris	392
Départements	222
Étrangers	119
	733

Plusieurs de nos collègues, particulièrement de ceux qui habitent les départements ou l'étranger, ont demandé que le vote des membres nouveaux du Conseil ne soit plus livré au hasard des impressions personnelles et que le Conseil prît le soin de préparer une liste de propositions. Le Conseil n'a pas cru, quoique après beaucoup d'hésitations, devoir décliner cette mission délicate, qui paraît restreindre en partie l'initiative individuelle; mais il a mis les plus grands scrupules à constituer la liste par des

personnes prises dans les différentes carrières où se recrute la Société. Nous avons lieu d'espérer que vous ratifierez ses présentations.

Une circonstance exceptionnelle, dont je souhaite le retour pour plusieurs de nos collègues et qui ne peut être une source d'abus, a permis que, sans déroger aux traditions établies, je fusse appelé de nouveau à l'honneur de présider les séances de la Société française de Physique. Je vous remercie très vivement de ce témoignage de confiance; j'en ai été d'autant plus reconnaissant que la liste est loin d'être épuisée des membres qui sont appelés à ces fonctions par une autorité consacrée déjà dans les diverses branches de la Physique. La réserve des présidents de l'avenir est très riche et nous sommes assurés que la Société sera encore dignement représentée pendant de longues années, en attendant que les plus jeunes aient acquis les titres qui les désigneront ensuite à nos suffrages.

En quittant le fauteuil, et cette fois à titre définitif, il ne me reste plus qu'à remettre mes fonctions à M. Mallard, dont la nomination avait réuni toutes les sympathies.

SÉANCE DU 7 FÉVRIER 1890.

PRÉSIDENCE DE M. FRIEDEL.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 17 janvier est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Chabrié (Camille), Docteur ès Sciences, à Paris.
Gilbault, Agrégé de l'Université, à Paris.
Guye (Philippe-A.), Docteur ès Sciences, à Paris.
Rebouis, Professeur au Collège Stanislas.

M. le Secrétaire général annonce l'envoi d'une Note de M. Delaurier, intitulée « *Projet d'un bateau-cloche dit* Amphibie ».

M. Friedel, nommé Vice-Président, MM. Baron, Caspari, Damien, Pollard, Renard, S.-P. Thompson, nommés membres du Conseil, et M. E. Colardeau, élu Vice-Secrétaire, adressent leurs remerciements à la Société.

M. Gernez expose la suite de ses recherches sur l'application de la mesure du pouvoir rotatoire à l'étude des combinaisons formées par les corps optiquement actifs avec les composés inactifs. Il rappelle que ses expériences sur l'acide malique gauche additionné de quantités graduellement croissantes de molybdate d'ammoniaque mettent en évidence la production de composés produits entre des nombres simples d'équivalents de ces deux corps, caractérisés par des rotations l'une 35 fois, l'autre 364 fois plus grande que la rotation initiale; cette dernière combinaison correspondant à équivalents égaux des deux substances. Les nouvelles expériences entreprises avec l'acide malique gauche et le molybdate de soude, qui est plus soluble que le sel ammoniacal, ont donné les résultats suivants qui sont plus variés :

1° Pour des quantités de sel, comprises entre 0 et 1 équivalent, la rotation initiale de $-12'$ augmente régulièrement jusqu'à un maximum $-9°4'$ (45 fois la valeur de la rotation produite par l'acide malique contenu dans la solution).

2° Au delà de 1 équivalent, la rotation rétrograde régulièrement, change de sens et atteint un maximum de $+14°1'$ (70 fois la rotation initiale, lorsque la quantité de sel représente 2 équivalents).

3° Pour des poids de sel plus grands, la rotation diminue, change de signe et, lorsque le poids est $3^{éq},5$, atteint un maximum de $-1°33'$.

4° Enfin la quantité de sel ajouté augmentant encore, la rotation diminue, change de sens et croît régulièrement, de manière à prendre la valeur de $10°15'$ pour 8 équivalents de sel ajoutés.

On suit donc dans la solution la formation successive de divers composés entre l'acide malique et le molybdate de soude.

M. Gernez fait remarquer qu'à une valeur déterminée de la rotation observée peuvent correspondre 2, 3 et même 4 liquides de compositions très différentes, et qu'il existe trois liquides pour lesquels la rotation est nulle.

M. Ph.-A. Guye démontre que les conceptions théoriques de M. Van der Waals et de MM. Maxwell, Lorentz et Lorenz sur la théorie électromagnétique de la lumière conduisent à une relation d'après laquelle le coefficient critique doit être proportionnel au pouvoir réfringent moléculaire.

Par coefficient critique il faut entendre le rapport $\varkappa$ de la température critique absolue $(273+\vartheta)$ à la pression critique, et par pouvoir réfringent moléculaire l'expression $MR = \frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{M}{d}$, dans laquelle n est l'indice de réfraction, d la densité, M le poids moléculaire,

$$R = \text{par définition } \frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{d}.$$

Des vérifications numériques relatives à plus de quarante corps montrent

que la relation $\frac{MR}{\varkappa} = f$ est bien satisfaite, et que la constante f a une valeur voisine de 1,8. Mise sous la forme $M\frac{f\varkappa}{R}$, elle permet de déterminer les poids moléculaires des corps au point critique qui se confondent avec ceux déduits de la loi d'Avogadro et d'Ampère.

On peut enfin calculer des valeurs approchées du coefficient critique au moyen de coefficients atomiques obtenus en divisant les coefficients atomiques de réfraction par la constante 1,8. Les nombres que l'on obtient ainsi concordent généralement assez bien avec les valeurs fournies par l'expérience.

A la demande du Président, M. Guye donne ensuite quelques développements relatifs à l'équation des gaz et des liquides de M. Van der Waals et montre comment elle rend compte des principales propriétés physiques des corps considérés sous ces deux états et comment elle permet d'établir la théorie des *états correspondants*.

Les théories de M. van der Waals;

Par M. Philippe-A. Guye.

Dans un Mémoire remarquable, publié en 1873, M. van der Waals (1) a montré pour la première fois toute l'importance que pouvait avoir, au point de vue de la Physique, une équation générale reliant entre elles les trois quantités suivantes : pression, température et volume. Depuis lors, M. Sarrau (2), en France, et Clausius (3), en Allemagne, ont repris l'étude de cette question en modifiant un peu l'équation primitivement donnée par M. van der Waals pour lui faire serrer de plus près la vérité. Mais, quoi qu'il

---

(1) *Thèse inaugurale* (en hollandais, Amsterdam, 1873). Traduction allemande du Dr Roth : *Die Continuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes.* Leipzig, 1881.

(2) *Journal de Physique*, 1re série, t. II, p. 318; 1873. *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 639, 718, 845, 1882; t. CI, p. 941, 1885; t. CX, 28 avril 1890.

(3) *Wied. Ann.*, t. IX, p. 127, 1879; t. XIV, p. 279 et 692; 1881. *Voir* aussi les traductions de ces Mémoires : *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XXX, p. 358 et 433; 1883.

Parmi les travaux plus anciens ou moins complets touchant à cette question,

en soit de ces modifications, les théories générales exposées par M. van der Waals subsistent à peu près sans changement, que l'on parte de l'équation première donnée par lui ou des équations modifiées dues à M. Sarrau ou à Clausius. Les vues émises par le savant hollandais n'en restent donc pas moins à la base de nos idées actuelles sur la question. C'est à ce titre que je reproduis ici une analyse sommaire des principaux résultats exposés par M. van der Waals.

1. On sait que les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, qui trouvent leur expression dans la formule

$$pv = p_0 v_0 (1 + \alpha t), \tag{1}$$

se déduisent d'une façon assez simple de l'hypothèse de Bernoulli sur la constitution des gaz.

Mais, pour arriver à ce résultat, on néglige deux facteurs importants. D'une part, on ne tient aucun compte de l'attraction des molécules gazeuses les unes pour les autres, attraction d'autant plus appréciable que la matière gazeuse est plus comprimée et que ses particules sont par conséquent plus rapprochées.

On assimile d'autre part ces dernières à de simples points matériels, sans volume, de sorte que, si l'on considère une masse gazeuse renfermée dans un vase cubique, par exemple, on admet, dans l'hypothèse de Bernoulli, que le chemin parcouru par une molécule se transportant normalement d'une paroi du récipient à la paroi opposée est strictement égal à la distance séparant ces deux parois. Mais si nous voulons tenir compte du volume de la

---

on consultera, indépendamment des Mémoires de Bernoulli qui insistait déjà sur la nécessité de tenir compte des dimensions moléculaires :

RANKINE, *Phil. Trans.*, p. 336; 1854.

HIRN, *Théor. Méc. Chal.*, 2e édition, t. I, p. 195; 3e édition, t. II, p. 211.

RECKNAGEL, *Pogg. Ann.*, Ergbd., t. V, p. 563, et t. CXIV, p. 469.

BUDDE, *J. f. prakt. Chem.*, t. IX, p. 30.

AMAGAT, *Ann. de Ch. et de Ph.*, 5e série, t. XXII, p. 395, et t. XXVIII, p. 505. *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 847.

Voir aussi un travail en cours de publication de M. Tait, *Sur les bases de la théorie cinétique des gaz* dans les *Trans. Roy. Soc. of Edimburgh*, 1890, ainsi qu'une étude récente de M. van der Waals *Sur la théorie moléculaire d'une substance composée de deux matières* (*Arch. néerl. des Sc. exactes et naturelles*, t. XXIV).

molécule, il n'en est plus ainsi, et le chemin parcouru par le centre de gravité de la molécule est alors égal à la distance séparant les deux parois, diminuée de deux fois la distance comprise entre le centre de gravité de la molécule et la paroi au moment du choc.

M. van der Waals a montré que, lorsqu'on veut tenir compte de ces corrections, l'équation (1) donnée plus haut doit être remplacée par

$$(2) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \left(p_0 + \frac{a}{v_0^2}\right)(v_0 - b)(1 + \alpha t).$$

p_0 et v_0 représentent la pression et le volume à 0°; p et v sont les mêmes données à la température de t°; α est l'accroissement de force vive des molécules pour 1° C., $\alpha = \frac{1}{273} = 0{,}00366$. Les termes $\frac{a}{v^2}$ et b demandent quelques explications.

M. van der Waals fait voir que les considérations par lesquelles Laplace réduit l'effet de l'attraction moléculaire à une pression normale exercée sur la surface d'un liquide s'appliquent également aux corps gazeux; par conséquent, à la pression extérieure p, il faut ajouter celle due aux attractions réciproques des molécules.

Cette dernière est proportionnelle au carré de la densité ainsi que les géomètres l'avaient démontré depuis longtemps; elle pourra donc s'exprimer par $\frac{a}{v^2}$; le premier a été désigné sous le nom de *pression interne*.

Les dimensions des molécules ont, d'autre part, pour effet de diminuer le chemin moyen parcouru dans le temps qui s'écoule entre deux chocs consécutifs et d'accroître, par conséquent, le nombre des chocs qui se produisent dans un temps donné. Cet effet équivaut à une diminution de volume, dont M. van der Waals a tenu compte en ajoutant à v le terme $-b$ que l'on désigne sous le nom de *covolume*. D'après lui, la valeur de b serait égale au quadruple du volume total occupé par les molécules [1], pour autant du moins que le volume apparent reste supérieur à $2b$,

---

[1] D'après M. O. Meyer, le covolume ne serait pas égal au volume occupé par les molécules, multiplié par 4, mais bien par $4\sqrt{2}$.

c'est-à-dire à huit fois le volume vrai des molécules. En dessous de cette limite, b devrait diminuer avec l'espace intermoléculaire suivant une loi qui n'a pas encore été recherchée, de sorte qu'en dessous de cette limite l'équation (2) cesse d'être applicable en toute rigueur.

Il est à remarquer que le produit $\left(p_0 + \frac{a}{v_0^2}\right)(v_0 - b)$ représente en général une constante numérique dépendant des conditions initiales des expériences et du choix des unités; il est quelquefois désigné par R. On peut aussi poser $p_0 = 1$ et $v_0 = 1$. L'équation (2) revêt alors l'une des deux formes suivantes :

$$(3) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) \doteq R(1 + \alpha t),$$

ou bien

$$(4) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = (1 + a)(1 + b)(1 + \alpha t).$$

2. *Compressibilité des gaz.* — Les expériences de Regnault et d'Amagât ont démontré de la façon la plus nette que la loi classique de Mariotte n'est jamais vérifiée et ne peut être considérée que comme une première approximation. Le produit pv, au lieu de rester constant, quelle que soit la pression, varie, au contraire, avec cette dernière. Pour tous les gaz, à mesure que la pression p s'élève, le produit pv diminue, et cela jusqu'à une certaine valeur minimum à partir de laquelle il prend des valeurs croissantes. Graphiquement, le produit pv ne peut donc être représenté par une droite parallèle à l'axe des pressions, ainsi que l'exige le simple énoncé de la loi de Mariotte. Il doit être, au contraire, figuré par une courbe affectant à peu près la forme suivante (*voir* p. 24).

La formule de M. van der Waals permet d'expliquer très simplement et en même temps très exactement cette contradiction entre les résultats de l'expérience et ceux que la loi de Mariotte faisait prévoir.

L'équation (4) peut, en effet, s'écrire

$$(5) \qquad pv = (1 + a)(1 - b)(1 + \alpha t) - \frac{a}{v} + \frac{ab}{v^2} + bp$$

ou, en remarquant qu'à température constante le premier terme

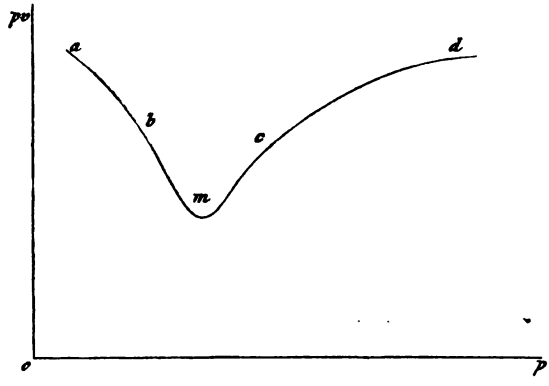
du second membre ne change pas,

$$pv = C - \frac{a}{v} + \left(\frac{ab}{v^2} + bp\right).$$

Pour de faibles valeurs de p, les valeurs de v sont relativement grandes. Or, a et b étant toujours des quantités plus petites que 1, le terme $\frac{a}{v}$ l'emportera sur les termes $\frac{ab}{v^2} + bp$. Le produit pv ira donc en décroissant pour des valeurs croissantes de p, et cela jusqu'à un minimum déterminé par la condition suivante donnée par l'analyse :

$$\frac{a}{v} = 2\frac{ab}{v^2} + bp.$$

Fig. 1.



A partir de ce minimum, p croissant toujours et v diminuant, les deux termes $\frac{ab}{v^2} + bp$ l'emporteront sur le terme $\frac{a}{v}$ et le produit pv prendra des valeurs croissantes. L'équation (5) est donc bien l'expression des faits.

Il y a un an, l'hydrogène pouvait être considéré comme ne suivant pas la loi générale de compressibilité, représentée par la formule (5), attendu que la valeur du produit pv va croissant sans passer par le minimum caractéristique. Des expériences récentes de M. Wroblewski (¹) viennent de démontrer que, dans les conditions où l'on avait opéré jusqu'alors, on n'avait en réalité ob-

(¹) *Wien. Monatshefte*, t. IX, 1087.

servé que la partie *cd* des courbes isothermes. Mais si l'on expérimente à de basses températures, ainsi que l'a fait le savant

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, 44.

LA PROCHAINE RÉUNION AURA LIEU

LE VENDREDI 21 NOVEMBRE 1890.

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS

FAITES DANS LA SÉANCE DU 18 JUILLET 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

Est élu Membre de la Société :

M. MELANDER (G.), Professeur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

A propos de la Communication de M. GOURÉ DE VILLEMONTÉE, faite à la précédente séance, M. PELLAT fait remarquer la profonde différence qui existe entre les différences de potentiel *apparentes*, telles que les donnent les expériences électrométriques, et les différences de potentiel *réelles* de deux conducteurs au contact.

Entre deux conducteurs A et B, la différence de potentiel apparente ($\mathfrak{A}|\mathfrak{B}$), comme M. Pellat l'a montré autrefois et comme l'a rappelé M. Gouré de Villemontée, se compose de la somme de trois différences de potentiel

$$(1) \qquad \mathfrak{A}|\mathfrak{B} = I|A + A|B + B|I,$$

dans laquelle I représente l'isolant, l'air en général, qui sépare les surfaces des conducteurs étudiés par les méthodes électrométriques.

C'est ainsi que la différence de potentiel apparente, d'après M. Gouré de Villemontée, est égale à $0^{volt},287$ entre la dissolution de sulfate de cuivre et le cuivre, et à $0^{volt},231$ entre la dissolution de sulfate de zinc et le zinc; or, dans une précédente Communication, M. Pellat a montré que la différence de potentiel réelle entre un métal et un sel de même métal qui le baigne est nulle.

Par contre, la différence de potentiel apparente entre les deux sulfates est nulle, tandis que la différence réelle, mesurée par la méthode de MM. Bichat et Blondlot, est $0^{volt},547$.

Les termes $I|A$ et $B|I$ de l'expression (1) ont donc une somme qui est loin d'être nulle en général.

vient alors

$$(6) \qquad \alpha_p = \left(1 + \frac{a}{p_0 v_0^2}\right)\alpha.$$

Elle se prête à deux vérifications importantes.

Le second membre de l'équation (6) étant indépendant de t, il en résulte que *le coefficient d'expansion d'un gaz ne dépend que du volume initial et nullement de la température;* il conserve donc la même valeur à tous les degrés de l'échelle thermométrique; à ce titre, c'est une mesure exacte de la température.

Cette conséquence théorique de l'équation de M. van der Waals se trouve vérifiée par les expériences de Regnault, qui a constaté que les thermomètres à gaz, même à acide carbonique, sont comparables entre eux jusqu'à 300°. Le thermomètre à acide sulfureux fait seul exception, et seulement entre 0° et 100°, d'après M. van der Waals qui a repris le calcul des données de Regnault sur ce sujet. Au delà de 100°, la concordance de marche du thermomètre à acide sulfureux avec les autres thermomètres à gaz ne laisse rien à désirer. L'anomalie entre 0° et 100° aurait sa cause dans la condensation exceptionnelle de l'acide sulfureux à la surface du verre [1].

Une seconde vérification de la formule (6) est relative à la constante a de l'hydrogène. Dans les conditions ordinaires des expériences sur la compressibilité de ce gaz, le produit pv ne passe pas par le minimum prévu par l'équation de M. van der Waals.

La raison en est dans l'extrême petitesse de la constante a de l'hydrogène. En effet, si a est négligeable, l'équation (6) devient

$$\alpha_p = \alpha.$$

---

[1] M. van der Waals se borne à citer, à l'appui de cette interprétation, les expériences de Pouillet sur la condensation des gaz par le platine et celles d'Herwig relatives à l'éther et à l'alcool, pour des surfaces de verre. M. Roth invoque en outre les expériences de M. Chappuis (*Wied. Ann.*, t. VIII, p. 1 et 671) qui a constaté qu'une surface de verre de 1^{mmq} abandonnerait entre 0° et 100° un volume de $0^{cc},00059$ de gaz sulfureux. D'autre part, d'après des expériences récentes de M. Chappuis, exécutées au Bureau international des Poids et Mesures au moyen d'un thermomètre en platine-iridium, la comparabilité des thermomètres à gaz ne serait pas absolument rigoureuse; mais la cause de ces écarts n'a pas encore fait l'objet d'études spéciales.

De là résulte que le coefficient d'expansion de l'hydrogène doit être égal à l'accroissement de force vive des molécules gazeuses pour 1° et qu'il est indépendant de la densité, les termes p_0 et v_0 ayant disparu de la valeur de α_p. En réalité, il en est bien ainsi, Regnault [1] ayant observé que, *seul entre tous les gaz,* l'hydrogène possède un coefficient d'expansion indépendant de la pression initiale à laquelle il est soumis.

Dans ces conditions, nous pouvons donc adopter pour α la valeur moyenne du coefficient d'expansion de l'hydrogène, telle qu'elle résulte des expériences de Regnault et de Magnus, soit 0,00366.

4. *Calcul des constantes a et b.* — Connaissant ainsi α, voici comment nous pourrons déterminer la valeur des constantes a et b. Les valeurs des coefficients d'expansion des gaz étant exprimées par l'équation (6), nous pourrons en tirer la valeur de a, la seule quantité qui ne soit pas numériquement déterminée dans cette équation.

Transportant ensuite les valeurs de a et α dans l'équation (5) considérée plus haut, tout y sera connu, sauf b dont nous tirerons aussi la valeur.

En admettant ainsi que pour l'hydrogène $a = 0$, M. van der Waals a déduit quelques valeurs approchées de a et de b pour différents gaz. Nous reviendrons sur ce sujet en indiquant une méthode tout à fait exacte de calculer ces constantes.

5. *Dilatation des gaz.* — Les phénomènes de dilatation des gaz à pression constante se prêtent également à des vérifications de la formule fondamentale. Vu la complication des calculs qu'entraîne ce sujet, nous nous bornerons à indiquer sommairement les conclusions auxquelles M. van der Waals est arrivé en étudiant la forme que prend alors l'équation (2).

« Le coefficient de dilatation des gaz dépend de leur densité et de la température à laquelle on les considère.

» Pour l'hydrogène, vu la petitesse de la constante a, ce coeffi-

---

[1] *Mém. de l'Acad.*, t. XXI, p. 116.

cient ne dépend que de la densité, d'où résulte que l'hydrogène peut seul servir à la construction de thermomètres à gaz à volume variable. »

Ces résultats sont conformes à l'expérience, sinon en toute rigueur, du moins avec une très grande approximation.

6. *Température critique.* — L'étude des phénomènes qui se passent dans le voisinage de la température critique a fourni à M. van der Waals plusieurs vérifications importantes et inattendues à l'appui de ses théories. Il importe donc de traiter ce sujet avec quelques détails.

Reprenons l'équation fondamentale (4) et ordonnons-la par rapport à v. Toutes réductions faites, il vient

$$(7) \qquad v^3 - \left[b + \frac{(1+a)(1-b)(1+\alpha t)}{p}\right] v^2 + \frac{a}{p} v - \frac{ab}{p} = 0.$$

Cette équation est du troisième degré par rapport à v. Or, toute équation du troisième degré possède ou trois racines réelles ou une seule racine réelle (les deux autres devenant alors imaginaires).

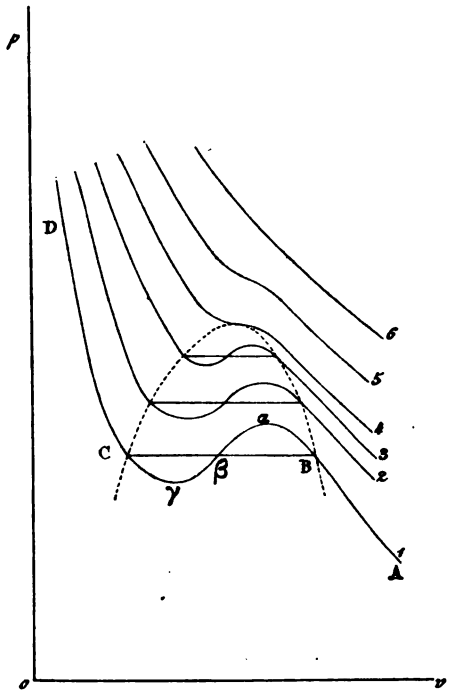
Il résulterait donc de ce fait que si l'équation de M. van der Waals est juste, un même corps serait susceptible de se présenter dans de certaines conditions de pression et de température avec trois volumes caractéristiques ou avec un seul. Lorsque la température et la pression sont telles que le corps puisse prendre en même temps l'état de vapeur et celui de liquide, nous lui trouvons bien deux volumes caractéristiques, un pour chacun de ces deux états. Mais quel est alors ce troisième volume que comporte l'équation ?

Pour nous en rendre compte, représentons graphiquement les relations qui existent entre le volume et la pression. Soient donc op et ov les axes des pressions et des volumes ; considérons une série d'isothermes en dessous de la température critique, et en premier lieu l'isotherme DCBA. A mesure que la pression augmente, le volume décroît de A en B, point auquel la vapeur se liquéfie et passe brusquement du volume B au volume C. De là, la pression croissant toujours, le volume du liquide continue à décroître de C en D. La courbe des volumes en fonction des pressions se compose donc de deux branches AB et CD réunies par

une partie droite BC. C'est ainsi du moins que l'on a coutume de représenter le phénomène.

Construisons maintenant, pour le même corps et avec les mêmes unités, la même isotherme, telle qu'elle se déduit de l'équation (7) donnée plus haut. Nous obtiendrons deux parties AB et CD coïncidant entièrement avec les courbes données par l'expérience; mais, au lieu de la partie droite BC réunissant les deux branches AB et CD, nous trouverons une courbe continue de la forme $B\alpha\beta\gamma C$, de sorte que le tracé complet de l'isotherme déduite de l'équation (7) sera figuré par la ligne $AB\alpha\beta\gamma CD$.

Fig. 2.



Si nous examinons la partie $C\gamma$ de la courbe, nous en concluons que dans certains cas un corps doit pouvoir exister à l'état liquide sous une pression inférieure à la tension maximum de sa vapeur pour la température considérée. L'expérience démontre qu'il en est bien ainsi; l'état des liquides surchauffés correspond en effet

à cette condition. Le volume du liquide ne peut être alors représenté que par la partie $C\gamma$ de la courbe isotherme.

D'autre part, des expériences de MM. Wüllner et Grotrian ont démontré qu'une vapeur peut conserver son état de vapeur sous une pression supérieure à celle qui, dans des conditions ordinaires, provoque sa liquéfaction. Il y a donc aussi des cas dans lesquels le volume d'un liquide ne peut être représenté que par la partie $B\alpha$ de l'isotherme.

Quant à la partie $\alpha\beta\gamma$ de la courbe, on ne peut la construire en s'appuyant sur les données fournies jusqu'ici par l'expérience. Mais l'observation démontrant l'existence des parties $C\gamma$ et $B\alpha$, celle de $\alpha\beta\gamma$ devient nécessaire si l'on veut satisfaire à la loi de continuité, cet axiome fondamental des sciences physiques. Le troisième volume caractéristique d'un corps correspond donc au point β de la courbe; il représente un état d'équilibre tout particulièrement instable, ainsi que le fait prévoir l'étude expérimentale des phénomènes de retard d'ébullition et de retard de liquéfaction représentés par les parties $C\gamma$ et $B\alpha$ de la courbe (1).

Mais poursuivons, et considérons une série d'isothermes 2, 3, 4, 5 et 6 pour des températures de plus en plus élevées. La simple inspection des courbes ainsi obtenues démontre que les trois points A, β, C se rapprochent toujours plus les uns des autres à mesure que la température s'élève. En d'autres termes, le volume du liquide tend à s'identifier avec celui de la vapeur. Enfin, pour une certaine température (celle relative à la courbe n° 4 de la figure), les trois points coïncident, de sorte qu'une parallèle à l'axe des volumes, au lieu de couper la courbe en trois points, n'est plus que tangente en un point. Le *triple point* (2) est donc celui où la continuité parfaite entre l'état liquide et l'état gazeux se trouve réalisée. Expérimentalement, c'est le caractère fondamental du *point critique* qui se trouve ainsi déterminé par l'isotherme du triple point. Le volume qu'occupe alors la substance est le *volume critique,* sa densité la *densité critique,* la pression qu'elle supporte

(1) M. J. Thomson, se basant sur des faits d'expérience, avait déjà prévu en 1871 l'existence de ce troisième volume, auquel les théories de M. van der Waals viennent donner une interprétation théorique.

(2) Cette expression ne doit pas être prise ici avec le sens qu'on lui donne en analyse.

la *pression critique,* et la température à laquelle elle se trouve la *température critique.* Avec plusieurs auteurs, nous désignerons ces constantes par les symboles grecs φ, δ, π et ϑ.

Au point critique, les trois volumes caractéristiques que nous avons considérés précédemment se réduisent à un seul; en d'autres mots, les trois racines de l'équation (7) doivent être égales. Or, on démontre qu'une équation du troisième degré de la forme

$$x^3 - Ax^2 + Bx - C = 0$$

a ses trois racines égales lorsque les trois conditions suivantes sont satisfaites :

$$x = \frac{A}{3}, \qquad x^2 = \frac{B}{3}, \qquad x^3 = C.$$

Remplaçant donc dans (7) v par φ, p par π et t par ϑ, nous en déduisons les trois équations de condition suivantes :

$$3\varphi = b + \frac{(1+a)(1-b)(1+\alpha\vartheta)}{\pi},$$

$$3\varphi^2 = \frac{a}{\pi}, \qquad \varphi^3 = \frac{ab}{\pi}.$$

Ces trois équations nous donnent enfin

$$\varphi = 3b, \tag{8}$$

$$\pi = \frac{a}{27b^2}, \tag{9}$$

$$1 + \alpha\vartheta = \frac{8}{27}\,\frac{a}{(1+a)}\,\frac{1}{b(1-b)}, \tag{10}$$

ou, très approximativement,

$$1 + \alpha\vartheta = \frac{8}{27}\,\frac{a}{b}. \tag{11}$$

Nous voilà donc en possession de formules qui permettent de calculer la pression critique et la température critique d'un corps, connaissant les valeurs des constantes a et b telles qu'elles nous sont données par l'étude des écarts des lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

Inversement, nous pouvons aussi déduire les valeurs des constantes a et b au moyen des valeurs de la pression critique et de la température critique. Les trois équations de condition ci-dessus

deviennent alors

$$(12) \qquad b = \frac{\varphi}{3},$$

$$(13) \qquad a = 3\pi\varphi^2,$$

$$(14) \qquad \frac{3}{8}(1 + \alpha\vartheta) = \frac{\pi\varphi}{(1 + 3\pi\varphi^2)\left(1 - \frac{\varphi}{3}\right)},$$

ou, très approximativement,

$$(15) \qquad 1 + \alpha\vartheta = \frac{8}{3}\pi\varphi.$$

Les théories de M. van der Waals nous conduisent donc à relier d'une façon relativement simple deux ordres de phénomènes essentiellement distincts : les constantes critiques et les écarts des lois de Mariotte et de Gay-Lussac. Mais ces résultats, si importants, ne reposent pas seulement sur des considérations purement théoriques; les vérifications numériques ont démontré, en effet, de la façon la plus heureuse, l'exactitude des conclusions qui viennent d'être établies. Voici deux de ces vérifications plus particulièrement frappantes.

M. van der Waals a déterminé expérimentalement les constantes critiques de l'éthylène, et a trouvé

$$\vartheta = +9^\circ,3, \qquad \pi = 58^{\text{atm}}.$$

Ces constantes, introduites dans les équations (12), (13) et (14), lui ont permis de calculer les valeurs de a et de b pour l'éthylène, soit

$$a = 0,0101, \qquad b = 0,0029.$$

Transportant ces valeurs dans l'équation (5) (développée au début de ce travail), qui donne les valeurs du produit pv, M. Baynes a calculé les valeurs de ce produit à la température de 20° et les a comparées à celles observées par M. Amagat dans des expériences tout à fait indépendantes. Les valeurs calculées et observées, réduites dans les mêmes unités, sont réunies dans le Tableau suivant :

Pression en atmosphères.	Produit pv calculé.	Produit pv observé.
31,58	895	914
45,80	782	781
59,38	624	522
72,86	387	416
84,16	392	399
94,53	413	413
110,47	456	454
133,26	520	520
176,01	642	643
233,58	805	807
282,21	940	941
329,14	1867	1067
398,71	1254	1248

A l'exception de la troisième valeur, qui est évidemment erronée, la concordance entre les données du calcul et de l'expérience est d'autant plus remarquable que toutes les valeurs calculées de pv jusqu'à 400 atmosphères sont déduites de deux observations seulement : une température ($+9^{\circ},3$) et une pression (58 atmosphères).

Les constantes critiques de l'acide carbonique ont été déterminées par M. Andrews et, de ces données, M. van der Waals a déduit les valeurs suivantes des constantes a et b :

$$a = 0,00874, \qquad b = 0,0024.$$

Au moyen de ces valeurs introduites dans la formule de M. van der Waals, M. Korteweg a pu calculer le coefficient moyen de dilatation de l'acide carbonique sous la pression atmosphérique. Les résultats du calcul coïncident remarquablement avec ceux des expériences de Regnault et de M. Amagat, comme le fait voir clairement le Tableau suivant :

Coefficient moyen de dilatation de CO^2.

De 0° à t°.	Formule de M. van der Waals.	Trouvé par M. Amagat.	Trouvé par Regnault.
$t = 50$.....	0,003714	0,003714	»
$t = 100$.....	0,003711	0,003711	0,003710
$t = 150$.....	0,003708	0,003706	»
$t = 200$.....	0,003705	0,003704	»
$t = 250$.....	0,003703	0,003703	»

Les différences entre les valeurs calculées et trouvées ne portent que sur la dernière décimale et sont comprises entre les limites des erreurs d'observation.

Le cadre donné à ce travail ne me permet pas de rappeler ici plusieurs vérifications numériques qui, toutes, viennent confirmer l'exactitude des relations établies entre les constantes a et b et les constantes critiques. Je laisse également de côté trois Chapitres fort intéressants relatifs à la valeur de la constante K (théorie de la capillarité de Laplace), aux dimensions moléculaires et aux transformations à faire subir à quelques équations considérées dans la théorie mécanique de la chaleur. Je préfère terminer cette étude par quelques développements relatifs aux conséquences tout à fait inattendues que M. van der Waals a su tirer des équations précédemment établies.

7. *Isotherme réduite.* — Reprenons l'équation fondamentale

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathrm{R}(1 + \alpha t).$$

Nous avons vu [équations (8), (9) et (10)] que

$$\pi = \frac{a}{27 b^2}, \qquad \varphi = 3b,$$
$$1 + \alpha\vartheta = \frac{8}{27}\frac{a}{b\mathrm{R}}.$$

En effet, lorsque $p_0 = 1$ et $v_0 = 1$, on a

$$\mathrm{R} = (1 + a)(1 - b).$$

Posons maintenant

$$p = \varepsilon\pi, \qquad v = n\varphi, \qquad 1 + \alpha t = m(1 + \alpha\vartheta),$$

et introduisons ces valeurs de p, v et $1 + \alpha t$ dans l'équation fondamentale. Il vient, toutes réductions et éliminations faites,

$$\left(\varepsilon + \frac{3}{n^2}\right)(3n - 1) = 8m. \tag{15}$$

En d'autres termes, *si l'on exprime la pression en fraction de la pression critique, le volume en fraction du volume critique, la température en fraction de la température critique, il ne reste plus qu'une seule isotherme, la même pour tous les corps. Tout ce qui est particulier à la substance, tout ce qui est* spécifique *a disparu de l'équation.*

La courbe représentée par l'équation (15) a été désignée par M. van der Waals, l'*isotherme réduite*.

Nous dirons également dans la suite que des corps sont à des *températures correspondantes*, lorsque ces températures sont respectivement des fractions égales des températures critiques des corps considérés, ou, si l'on veut, lorsque pour chaque corps la valeur de m est la même dans l'une des deux expressions équivalentes $1 + \alpha'\vartheta = m(1 + \alpha\vartheta)$ ou $273 + t = m(273 + \vartheta)$.

On définira de même *tensions* ou *pressions correspondantes* des pressions telles que pour chaque corps ε ait la même valeur dans l'expression $p = \varepsilon\pi$.

Des volumes spécifiques seront dits aussi *volumes correspondants* lorsque pour chaque corps n aura la même valeur dans l'expression $v = n\varphi$.

Ces définitions étant admises, reprenons la suite des développements donnés par M. van der Waals à ses théories. On démontre que l'équation de Maxwell-Clausius [1],

$$p(s - v) = \int_v^s p\,dv,$$

dans laquelle s représente le volume de la vapeur saturée et v celui du liquide à la même température t, peut être mise sous la forme

$$p(s - v) = \mathrm{R}(1 + \alpha t)\,l\frac{s - b}{v - b} + \frac{a}{s} - \frac{a}{v}.$$

Introduisant, dans cette équation, pour p, t, v et s, les valeurs suivantes $p = \varepsilon\pi$, $1 + \alpha t = m(1 + \alpha\vartheta)$, $s = n_3\varphi$, $v = n_1\varphi$, il vient, toutes réductions faites,

$$\left(\varepsilon + \frac{3}{n_1 n_3}\right)(n_3 - n_1) = \frac{8}{3}\,ml\,\frac{3n_3 - 1}{3n_1 - 1}. \tag{16}$$

Faisons successivement $n = n_1$ et $n = n_3$ dans l'équation (15) ci-dessus; on aura

$$\left(\varepsilon + \frac{3}{n_1^2}\right)(3n_1 - 1) = 8m, \tag{17}$$

$$\left(\varepsilon + \frac{3}{n_3^2}\right)(3n_3 - 1) = 8m. \tag{18}$$

---

[1] Voir *The Nature*, 1875, et *Wied. Ann.*, 1879, t. IX, p. 127. Cette démonstration est reproduite *Ann. de Ch. et Phys.*, (5), t. XXX, p. 357.

Nous voilà donc en présence d'un système de trois équations, (16), (17) et (18), entre les quantités n_1, n_3, m et ε.

Nous pourrons éliminer à volonté deux de ces quantités et obtenir ainsi une relation entre les deux autres. Pour des raisons qu'il serait trop long d'exposer ici, M. van der Waals n'a pas jugé à propos d'effectuer les calculs algébriques de ces éliminations. Il s'est borné à formuler les lois générales qui en résultent. Ces lois, tout à fait nouvelles, méritent d'être étudiées avec quelques développements.

8. *Lois des états correspondants.* — Reprenons donc les équations (16), (17) et (18). Par élimination de n_1 et n_3, nous obtiendrons une relation entre ε et m, soit

$$\varepsilon = \chi(m),$$

dans laquelle la forme de la fonction est indépendante de la nature du corps, en raison même de la forme des équations dont elle est tirée.

Si nous nous reportons à la signification donnée aux lettres ε et m, nous pouvons en conclure que :

Première loi. — *Si plusieurs corps se trouvent à des températures* correspondantes, *leurs tensions de vapeur saturée à ces températures sont aussi des tensions ou pressions* correspondantes.

L'éther $C^4H^{10}O$ et l'acide sulfureux SO^2, deux corps d'une nature chimique absolument différente, nous fourniront une vérification de cette loi.

M. Sajotschewsky a, en effet, trouvé expérimentalement

SO^2.		$C^4H^{10}O$.	
$\pi = 78^{atm},91$	Θ (1) $= 428,4$	$\pi = 36^{atm},9$	$\Theta = 463$

M. van der Waals a déduit des Tables de tension de vapeur de ces deux corps, telles qu'elles ont été données par le savant russe, une série de pressions correspondantes qui sont réunies dans les deux premières colonnes du Tableau ci-dessous. Par exemple, les pressions de $71^{atm},45$ pour SO^2 et de $33^{atm},45$ pour $C^4H^{10}O$ sont correspondantes, parce que $\frac{71,45}{78,91} = \frac{33,45}{36,9}$.

(1) $\Theta = 273 + \mathfrak{T}$.

A chacune de ces pressions correspond pour l'acide sulfureux et pour l'éther une température d'ébullition. Ainsi, sous la pression de $71^{atm},45$, SO^2 bout à 150°, et, sous la pression de $33^{atm},45$, $C^4H^{10}O$ bout à 183°,3.

Les pressions étant *correspondantes,* les températures doivent l'être également, si la loi énoncée plus haut est juste; en d'autres termes, on doit avoir, par exemple,

$$\frac{273 + 150}{428,4} = \frac{273 + 183,3}{463}.$$

Tel est bien le cas, dans les limites d'erreur des expériences, car ces deux expressions sont respectivement égales à 0,987 et 0,986. Il en est de même pour toutes les pressions correspondantes réunies dans le Tableau suivant :

p.		$m = \frac{273 + t}{273 + \vartheta}$.	
SO^2.	$C^4H^{10}O$.	SO^2.	$C^4H^{10}O$.
atm	atm		
71,45	33,45	0,987	0,986
60,00	28,4	0,964	0,963
49,97	23,4	0,941	0,940
41,56	19,4	0,918	0,918
33,95	15,9	0,894	0,895
27,82	13,0	0,871	0,872
22,47	10,5	0,848	0,849
18,09	8,46	0,825	0,828
14,31	6,69	0,801	0,807
11,09	5,18	0,777	0,784
8,43	3,94	0,754	0,762

Cette vérification et d'autres, pour lesquelles nous renvoyons au Mémoire original démontrant le bien-fondé de la relation $\varepsilon = \chi(m)$, M. van der Waals a cherché à représenter par une formule empirique la fonction χ. Il s'est arrêté à l'équation

$$-\log \varepsilon = f \frac{1 - m}{m}$$

ou, ce qui revient au même,

$$\log \pi - \log p = f \frac{\vartheta - t}{273 + t}$$

Cette relation est en effet vérifiée pour l'éther et la benzine.

Reprenons maintenant les équations (16), (17) et (18). Par une élimination analogue à celle qui nous a conduit à l'équation $\varepsilon = \chi(m)$, nous pourrons déduire une relation entre n et m qui soit complètement indépendante de la nature du corps, soit

$$n = \psi(m).$$

Cette formule devra donner au moins deux valeurs de n, suivant qu'elle aura été obtenue par élimination de n_1 et ε ou de n_2 et ε. Nous en concluons donc que :

Deuxième loi. — *Si plusieurs corps se trouvent à des températures* correspondantes, *leurs volumes spécifiques, aussi bien comme liquide que comme vapeur saturée, sont des volumes* correspondants.

Cette loi a été, comme la précédente, l'objet de vérifications numériques pour lesquelles nous renvoyons au Mémoire original.

M. van der Waals considère ensuite les dérivées partielles que l'on peut déduire de l'équation (15). Cette dernière peut en effet se mettre sous la forme

$$(a) \qquad n = f(\varepsilon, m) \qquad \text{ou} \qquad \frac{v}{\varphi} = f\left(\frac{T}{\theta}, \frac{p}{\pi}\right),$$

la fonction f étant la même pour tous les corps.

Différentiant par rapport à T, p restant constant, on a

$$(b) \qquad \frac{1}{\varphi}\frac{dv}{dT} = f'\left(\frac{T}{\theta}, \frac{p}{\pi}\right)\frac{1}{\theta}.$$

Divisant (b) par (a), il vient

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dT} = \frac{f'\left(\frac{T}{\theta}, \frac{p}{\pi}\right)}{f\left(\frac{T}{\theta}, \frac{p}{\pi}\right)}\frac{1}{\theta}.$$

Le premier membre de cette équation n'est autre que le coefficient vrai de dilatation. De là résulte :

Troisième loi. — *Les coefficients de dilatation des corps considérés sous des états correspondants sont en raison inverse de leurs températures critiques respectives.*

Par un raisonnement absolument semblable, M. van der Waals démontre de même :

Quatrième loi. — *Les coefficients de compressibilité des corps considérés sous des états correspondants sont en raison inverse de leurs pressions critiques respectives.*

La première de ces deux lois a été l'objet de vérifications numériques. M. van der Waals a simplement calculé ce que de viennent les formules de dilatation de quelques liquides lorsque, au lieu de compter la température en degrés centigrades, on l'estime en fractions de température critique. Dans ce cas, d'après les lois qui viennent d'être établies, les coefficients numériques de ces formules doivent être les mêmes pour tous les liquides. C'est ce qui ressort du Tableau suivant, dans lequel les coefficients de t, t^2 et t^3 sont multipliés par 10^7.

Éther.....	$1 + 15130t + 22,6t^2 + 0,40t^3$.
Sulfure de carbone	$1 + 15600t + 55 \quad t^2 + 0,29t^3$.
Chloroforme.....	$1 + 15360t + 25 \quad t^2 + 0,15t^3$.
Formiate d'éthyle	$1 + 15470t + 38 \quad t^2 + 0,08t^3$.
Acétate de méthyle.....	$1 + 14140t + 17 \quad {}^{12} + 0,05t^3$.
Acétate d'éthyle.....	$1 + 15300t + 37 \quad t^2 + 0,02t^3$.

La concordance entre les coefficients du premier degré, la plus importante dans la question, est vraiment remarquable, surtout si l'on réfléchit au peu d'exactitude avec lequel les températures critiques sont souvent déterminées.

Les coefficients de dilatation de tous les corps, comparés sous des états correspondants à celui de l'éther à 0°, doivent être en raison inverse de leurs températures critiques respectives ou, ce qui revient au même, les produits de chaque coefficient par la température critique du corps considéré doivent être constants. Tel est bien le cas, car ces produits sont proportionnels aux coefficients du terme en t dans les formules ci-dessus, soit

1513, 1560, 1536, 1534, 1547, 1514, 1530.

De tout ce qui vient d'être établi sur les états correspondants, nous pourrons enfin conclure par la *loi générale* suivante :

Les propriétés des corps deviennent comparables lorsque ces corps sont considérés sous des états correspondants.

M. Wroblewski a démontré en outre que cette loi ne s'applique pas seulement à des températures inférieures à la température critique. Elle est également vraie pour des températures plus élevées, notamment en ce qui concerne les conditions dans lesquelles se produit le minimum de la quantité pv dont nous avons parlé en traitant des écarts des lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

9. Il y aurait encore beaucoup à dire sur toute une partie du Mémoire de M. van der Waals dans laquelle il rend compte de plusieurs relations empiriques approchées auxquelles on n'avait su donner jusqu'à présent aucune interprétation théorique. Il me paraît cependant plus naturel de borner cet exposé à l'ensemble des faits formant en quelque sorte un même corps de doctrine.

On voit par ce qui précède que, dans l'état actuel de la question, nous pouvons représenter l'équation générale des fluides par une équation du troisième degré en v, qui nous montre qu'un fluide peut exister sous trois états différents : l'état gazeux, l'état liquide et l'état intermédiaire instable. Cette équation fait prévoir les écarts des lois de Mariotte et de Gay-Lussac exactement dans le sens où ils se produisent et avec une exactitude numérique plus que satisfaisante.

Elle rend compte des phénomènes de retard d'ébullition et de retard de liquéfaction, et conduit à une notion simple et précise du point critique. Elle permet enfin d'établir les lois remarquables des états correspondants.

Ce sont là, semble-t-il, des titres suffisants pour la faire accepter, tout au moins jusqu'au jour où, subissant le sort de toutes les spéculations théoriques, elle sera remplacée par une équation encore mieux établie et serrant de plus près la vérité.

Le coefficient critique et la constitution moléculaire des corps au point critique;

PAR M. PHILIPPE-A. GUYE.

I. Par des considérations empruntées à des Chapitres fort différents de la Physique et de la Chimie, j'ai été conduit à regarder le covolume b de l'équation des fluides comme proportionnel au pouvoir réfringent moléculaire. Voici les développements qui m'ont amené à ce résultat :

Dans l'équation fondamentale de M. van der Waals,

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R(1 + \alpha t),$$

la constante b, désignée sous le nom de *covolume,* est égale à quatre fois le volume réellement occupé par les molécules, supposées sphériques, du gaz considéré sous l'unité de pression et sous l'unité de volume à la température de 0°.

Or, dans ces conditions, tous les gaz contiennent le même nombre de molécules, de sorte que *la constante b est proportionnelle au volume moléculaire vrai d'une molécule supposée sphérique.*

Des considérations d'Optique chimique, qui sont le résultat de travaux de MM. H.-A. Lorentz (1), L. Lorenz (2) et F. Exner (3), conduisent, d'autre part, à cette même notion du volume de la molécule supposée sphérique.

En effet, d'après les idées de Clausius, la fraction v de l'unité de volume d'un diélectrique réellement occupée par ses molécules supposées sphériques est donnée par l'expression

$$v = \frac{k - 1}{k + 2},$$

dans laquelle k représente la constante diélectrique du corps considéré.

---

(1) *Wied. Ann.,* t. IX, p. 641.
(2) *Wied. Ann.,* t. XI, p. 70.
(3) *Wien Monatshefte für Chem.,* t. VI, p. 249.

Si l'on admet, avec Maxwell, que cette constante diélectrique est égale au carré de l'indice de réfraction n rapporté à une radiation de longueur d'onde infinie, on aura

$$v = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}.$$

En outre, le poids de l'unité de volume d'un corps étant égal à sa densité d, le rapport $\frac{d}{v}$ représentera le poids spécifique vrai des molécules supposées sphériques.

Divisant enfin le poids moléculaire M par le poids spécifique vrai, l'expression ainsi obtenue $\frac{v}{d}M = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\frac{M}{d} = MR$ $\left(\text{en posant } R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\frac{1}{d}\right)$ n'est autre que *le pouvoir réfringent moléculaire* des chimistes, soit *le produit du pouvoir réfringent spécifique par le poids moléculaire,* suivant la notation introduite par M. Berthelot.

De ce qui précède, il résulte que *le pouvoir réfringent moléculaire est proportionnel au volume moléculaire vrai d'une molécule supposée sphérique.*

Rapprochant cette définition de celle qui a été donnée plus haut de la constante b, on peut conclure qu'en désignant par F un facteur constant, le même pour tous les corps, on doit avoir la relation

$$b = FMR$$

ou, en d'autres termes, que *le covolume b de l'équation des fluides est proportionnel au pouvoir réfringent moléculaire.*

Il va de soi que les équations par lesquelles on remplace quelquefois l'équation de M. van der Waals, en particulier celles de Clausius et de M. Sarrau, conduiraient au même résultat. Toutes ces formules sont, en effet, basées sur la notion du covolume.

On pourrait en dire autant de la formule $(n^2 - 1)(v - \beta) = C$ par laquelle M. Ketteler propose de remplacer la formule de MM. Lorenz et Lorentz; le produit $M\beta$ est, en effet, proportionnel au volume moléculaire (*Zeitschrift für physikalische Chemie,* t. II, p. 905).

II. Soient π, ϑ et φ la pression, la température et le volume

critiques; ces quantités sont reliées entre elles par l'équation

$$(1) \qquad \frac{3}{8}(1+\alpha\vartheta) = \frac{\pi\varphi}{(1+3\pi\varphi^2)\left(1-\frac{\varphi}{3}\right)}.$$

Le produit des deux binômes du dénominateur étant très voisin de 1, cette expression pourra être remplacée par

$$(2) \qquad \frac{3}{8}(1+\alpha\vartheta) = \pi\varphi,$$

d'où l'on tire, en tenant compte de la valeur de $\alpha = \frac{1}{273}$,

$$(3) \qquad \frac{273+\vartheta}{\pi} = \frac{8}{3}273\varphi$$

Comme on démontre, d'autre part, que $\varphi = 3b$ et que, de plus, $b = \mathrm{FMR}$, on aura

$$(4) \qquad x = \frac{273+\vartheta}{\pi} = \mathrm{VMR},$$

expression dans laquelle V est une constante, la même pour tous les corps, et x désigne le rapport de la température critique absolue à la pression critique; j'appellerai dorénavant ce rapport *coefficient critique*.

La formule par laquelle M. Sarrau remplace l'équation de M. van der Waals conduirait au même résultat, car elle permet d'établir entre la température critique et la pression critique la relation suivante

$$(5) \qquad \frac{273+\vartheta}{\pi} = 8\times 273\gamma = 8\times 273(b+\beta),$$

expression dans laquelle il suffit de regarder β comme négligeable ou proportionnel à b pour conclure que le coefficient critique est proportionnel au covolume.

De l'une et l'autre manière, on est conduit à cette loi approchée :

Le coefficient critique est proportionnel au pouvoir réfringent moléculaire.

III. Il s'agit maintenant de voir comment cette loi théorique est vérifiée par les données d'expérience.

En raison de la nature des unités dans lesquelles sont exprimées ces diverses quantités, les pouvoirs réfringents moléculaires (MR) sont plus grands, numériquement parlant, que les coefficients critiques. J'ai donc vérifié la relation (5) en calculant le rapport f de MR à $\varkappa$, soit $f = \frac{MR}{\varkappa}$. On aura donc

$$V = \frac{1}{f}.$$

Quelques explications sont nécessaires sur le choix des données numériques dont j'ai fait usage.

Les températures critiques et les pressions critiques qui servent à fixer les valeurs de $\varkappa$ sont tirées d'un assez grand nombre de Mémoires, dont les auteurs ont été désignés par les abréviations suivantes (¹) :

MM.		MM.	
Andrews	Ad.	Paulewski	P.
Ansdell	As.	Ramsay	R.
Dewar	D.	Ramsay et Yung	R.Y.
Hannay	H.	Sajotschewski	Sj.
Janssen	J.	Strauss	St.
Ladenburg	L.	Vincent et Chappuis	V. C.
Nadesjdine	N.	Van der Waals	V.d.W.
Olzewski	O.	Wroblewski	W.

Lorsque les constantes critiques d'un même corps ont été déterminées par plusieurs observateurs, j'ai toujours fait entrer toutes les observations dans les calculs de vérification. De cette façon, on se fera une idée plus exacte du degré de précision auquel on peut prétendre.

Les chiffres réunis dans le Tableau I montrent qu'en ce qui concerne le coefficient critique $\varkappa$, cette précision laisse encore à désirer. On ne peut répondre de la première décimale de la valeur de $\varkappa$, et des déterminations d'observateurs différents ne concordent en moyenne qu'à 10 pour 100 près, l'incertitude étant même dans quelques cas de 20 pour 100.

(¹) Pour toute la bibliographie, je renvoie à l'article *Point critique,* qui doit paraître avec une des premières livraisons du nouveau supplément du Dictionnaire de Wurtz.

TABLEAU I.

Valeurs de x déduites d'expériences indépendantes.

Corps.	x.	Observateurs.
Protoxyde d'azote.....	4,2	J.
Protoxyde d'azote.....	4,1	D.
Acide carbonique.....	4,2	Ad.
Acide carbonique.....	3,9	Ad.
Éthylène	5,5	D.
Éthylène	4,9	V.d.W.
Ammoniaque.....	3,6	V.C.
Ammoniaque.....	3,5	D.
Alcool méthylique.....	7,3	N.
Alcool méthylique.....	6,9	H.
Alcool éthylique.....	8,2	Sj.
Alcool éthylique.....	8,0	R.Y.
Alcool éthylique.....	7,9	H.
Alcool propylique.....	10,6	R.Y.
Alcool propylique.....	9,9	N.
Formiate d'éthyle	10,3	Sj.
Formiate d'éthyle	10,2	N.
Acétate de méthyle.....	10,6	N.
Acétate de méthyle.....	8,7	Sj.
Acétate d'éthyle.....	13,1	N.
Acétate d'éthyle.....	12,0	Sj.
Chlorure d'éthyle.....	8,7	Sj.
Chlorure d'éthyle.....	8,4	V. C.
Éther éthylique	13,1	R. Y.
Éther éthylique	12,5	Sj.
Éther éthylique	11,7	R.
Benzène	11,2	Sj.
Benzène	9,3	R.
Diéthylamine.....	12,7	Sj.
Diéthylamine.....	12,2	V. C.
Acide chlorhydrique.....	3,4	V. C.
Acide chlorhydrique.....	4,0	D.

L'incertitude qui règne sur la valeur des coefficients critiques doit être attribuée à plusieurs causes encore assez mal étudiées, mais dont les effets ressortent incontestablement de l'ensemble des recherches faites jusqu'à présent sur la mesure des constantes critiques. J'espère revenir prochainement sur ces causes d'erreur.

Les pouvoirs réfringents moléculaires constituent le deuxième élément numérique entrant dans la formule (5). S'il s'agissait

d'avoir leur valeur pour une radiation du spectre visible, l'exactitude avec laquelle ils sont en général déterminés est plus que suffisante. D'après M. Brühl, les erreurs d'observation ne dépassent pas $\pm 0,3$ pour un poids moléculaire égal à 100.

Mais la relation (5) a été établie pour le cas où l'indice de réfraction n est rapporté à une radiation de longueur d'onde infinie, et, malheureusement, dans ce cas, aucune formule de dispersion ne conduit à des résultats bien satisfaisants [1].

Faute de mieux, j'ai adopté les valeurs que M. Brühl et M. Landolt avaient calculées au moyen de la formule de Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots,$$

qui, pour $\lambda = \infty$, donne $n = A$. Je me suis cru autorisé à procéder ainsi, parce que tous les corps sur lesquels ont porté mes vérifications numériques présentent une faible dispersion, et qu'alors l'erreur commise est nécessairement réduite à un minimum. Les pouvoirs réfringents moléculaires des Tableaux III et IV sont donc rapportés, autant qu'on peut le faire, à un rayon de longueur d'onde infinie.

Relativement au Tableau II, on ne possède pas tous les éléments suffisants pour faire cette réduction; j'ai adopté les valeurs du pouvoir réfringent moléculaire rapportées à la raie D du sodium, qui doivent différer très peu des valeurs ramenées à une radiation de longueur d'onde infinie. En effet, tous les composés qui figurent dans le Tableau II présentent une très faible dispersion.

Les déterminations des pouvoirs réfringents moléculaires, exécutées par des observateurs différents, étant en général très concordantes, je n'ai fait entrer dans mes calculs qu'une seule observation de cette constante.

---

(1) Brühl, *Chem. Ber.*, t. XIX, p. 2821.

Tableau II.

[Les pouvoirs réfringents moléculaires se rapportent à la raie D. Ceux des trois premiers corps sont tirés du Mémoire de M. Bleekrode (1). Les autres ont été calculés, au moyen des données de Regnault et de M. Mascart, par M. J.-W. Brühl, qui a eu l'extrême obligeance de me communiquer ses résultats. Les densités des corps gazeux entrant dans la valeur de MR sont naturellement réduites à celle de l'eau à 4°.]

Corps.	$273+\vartheta$.	π.	x.	Observateurs.	MR.	f.
Acide sulfureux SO^2.....	428,4	78,9	5,4	Sj.	9,79	1,8
Cyanogène $(CN)^2$.....	397	61,7	6,4	D.	12,17	1,9
Ammoniaque NH^3.....	403	115	3,5	D.	6,43	1,8
Ammoniaque NH^3.....	404	113	3,6	V. C.	»	1,8
Protoxyde d'azote N^2O...	309,4	73,1	4,2	J.	7,69	1,9
Protoxyde d'azote N^2O...	308,4	75,0	4,1	D.	»	1,9
Bioxyde d'azote NO.....	179,5	71,2	2,5	O.	4,43	1,8
Acide carbonique CO^2....	304	73,0	4,2	Ad.	6,74	1,6
Acide carbonique CO^2....	304	77,0	3,9	Ad.	»	1,7
Éthylène C^2H^4.....	282,2	58,0	4,9	V. d. W.	10,79	(2,2)
Éthylène C^2H^4.....	283,1	51,0	5,5	D.	»	2,0
Acétylène C^2H^2.....	310,1	68,0	4,6	As.	9,11	2,0
Acide chlorhydrique HCl.	325,3	86,0	4,0	D.	6,70	1,9
Acide chlorhydrique HCl.	324,5	96,0	3,4	V. C.	»	2,0

Tableau III.

Pouvoirs réfringents moléculaires tirés des expériences de M. Landolt et de M. Brühl, calculés à nouveau par M. Landolt (2) et rapportés à une radiation de longueur d'onde infinie.

Corps.	$273+\vartheta$.	π.	x.	Observateurs.	MR.	f.
Alcool éthylique C^2H^5OH.....	507,3	62,1	8,2	Sj.	12,47	(1,5)
Alcool éthylique C^2H^5OH.....	516,6	64,34	8,0	R. Y.	»	1,6
Alcool éthylique C^2H^5OH.....	507,3	64,5	7,9	H.	»	1,6
Alcool propylique C^3H^7OH.....	529	53,3	9,9	N.	17,09	1,7
Alcool propylique C^3H^7OH.....	530,7	50,16	10,6	R. Y.	»	1,6
Alcool isopropylique C^3H^7OH.....	507,6	53,0	9,6	N.	17,12	1,8
Acétone $CH^3.CO.CH^3$.....	505,8	52,2	9,7	Sj.	15,71	1,7
Alcool isobutylique $\begin{matrix} C^2H^5 \\ CH^3 \end{matrix}\!\!>\!CH^2OH$..	538,0	48,27	11,1	N.	21,55	1,9
Formiate d'éthyle $HCO^2C^2H^5$.....	503,0	48,7	10,3	Sj.	17,59	1,7

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 109.
(2) *Sitzungsber. der Akad. der Wissensch.*, p. 64; Berlin, 1882.

TABLEAU III (*suite*).

Pouvoirs réfringents moléculaires tirés des expériences de M. Landolt et de M. Brühl, calculés à nouveau par M. Landolt et rapportés à une radiation de longueur d'onde infinie.

Corps.	$273 + \vartheta$.	π.	$\varkappa$.	Observateurs.	MR.	f.
Formiate d'éthyle $HCO^2C^2H^5$.....	506,1	49,16	10,2	N.	»	1,7
Acétate de méthyle $CH^3CO^2CH^3$....	502,8	57,6	8,7	Sj.	17,69	2,0
Acétate de méthyle $CH^3CO^2CH^3$....	505,9	47,54	10,6	N.	»	1,7
Acétate d'éthyle $CH^3CO^2C^2H^5$.....	512,8	42,6	12,0	Sj.	22,14	1,8
Acétate d'éthyle $CH^3CO^2C^2H^5$.....	522,5	39,65	13,2	N.	»	1,7
Chlorure de propyle C^3H^7Cl.....	494	49	10,1	V. C.	20,35	2,0
Éther $C^2H^5.O.C^2H^5$.....	463	36,9	12,5	Sj.	21,89	1,8
Éther $C^2H^5.O.C^2H^5$.....	467	35,65	13,1	R. Y.	»	1,7
Éther $C^2H^5.O.C^2H^5$.....	468,5	40,0	11,7	R.	»	1,9
Acétate de propyle $CH^3.CO^2C^3H^7$...	594,3	34,80	15,8	N.	26,32	1,7
Butyrate de méthyle $C^3H^7CO^2CH^3$..	551,0	36,02	15,2	N.	26,29	1,7
Butyrate d'éthyle $C^3H^7CO^2C^2H^5$....	565,8	30,24	18,7	N.	30,63	1,6
Valérianate d'éthyle $C^4H^9CO^2C^2H^5$.	566,7	31,50	18,0	N.	35,31	2,0
Thiophène C^4H^4S.....	590,3	47,7	12,3	P.	23,73 (1)	1,9

Indépendamment des corps qui figurent dans les Tableaux II et III, il en est d'autres (réunis dans le Tableau IV) dont on connaît les constantes critiques, mais non les pouvoirs réfringents moléculaires. On peut suppléer à ce manque de données en calculant les pouvoirs réfringents moléculaires au moyen des règles posées par M. Brühl (2). Les beaux travaux de ce savant, faisant suite aux recherches restées classiques de MM. Gladstone, Dale, Landolt et Wüllner, ont en effet démontré que, tant qu'il s'agit de corps de faible dispersion, ce qui est certainement le cas de tous les composés figurant dans le Tableau IV, on obtient ainsi des nombres qui concordent d'une manière très satisfaisante avec ceux que donne l'expérience. Les valeurs de f, consignées dans le Tableau IV, se rapportent à une radiation de longueur d'onde infinie.

---

(1) Valeur approchée calculée par réduction proportionnelle, au moyen d'une détermination de MM. Nasini et Scala (*Jahresbericht der Chemie*, p. 294; 1886), qui ont trouvé pour valeur du pouvoir réfringent moléculaire du thiophène 24,13, relativement à la raie α de l'hydrogène.

(2) *Zeitsch. f. physikal. Chem.*, t. I, p. 310 et 338.

TABLEAU IV.

Pouvoirs réfringents moléculaires, calculés au moyen des coefficients atomiques de réfraction de MM. Landolt et Brühl [1], rapportés à une radiation de longueur d'onde infinie.

Corps.	273+θ.	π.	κ.	Observateurs.	MR.	f.
Méthane CH^4	191,2	54,9	3,5	O.	6,51	1,9
Méthane CH^4	173,5	50	3,5	D.	»	1,9
Éthane C^2H^4	308	45,2	6,9	D.	10,98	1,6
Chlorure de méthyle CH^3Cl	414,5	73	5,7	V. C.	11,38	2,0
Chlorure d'éthyle C^2H^5Cl	455,6	52,6	8,7	Sj.	15,85	1,8
Chlorure d'éthyle C^2H^5Cl	455,5	54	8,4	V. C.	»	1,9
Formiate de propyle $HCO^2C^3H^7$	533,8	42,70	12,5	N.	21,73	1,7
Acétate d'isobutyle $CH^3CO^2C^4H^9$	561,3	31,40	17,9	N.	30,67	1,7
Proponiate de méthyle $C^2H^5CO^2CH^3$	528,7	39,88	13,2	N.	21,73	1,6
Isobutyrate d'éthyle $C^3H^7CO^2C^2H^5$	553,4	30,13	18,4	N.	30,67	1,7
Méthylamine CH^3NH^2	428	72	5,9	V. C.	10,40	1,8
Diméthylamine $(CH^3)^2NH$	436	56	7,8	V. C.	14,87	1,9
Triméthylamine $(CH^3)^3N$	433,5	41	10,6	V. C.	19,34	1,8
Diéthylamine $(C^2H^5)^2NH$	493,0	38,7	12,7	Sj.	23,81	1,9
Diéthylamine $(C^2H^5)^2NH$	489,0	40	12,2	V. C.	»	2,0
Triéthylamine $(C^2H^5)^3N$	532,0	30	17,7	V. C.	32,75	1,9
Propylamine $C^3H^7NH^2$	491,0	50	9,8	V. C.	19,34	2,0
Dipropylamine $(C^3H^7)^2NH$	550,0	31	17,7	V. C.	32,75	1,9
Oxyde de méthyléthyle $CH^3OC^2H^5$	441,4	46,27	9,6	N.	17,01	1,8
Isoamylène C^5H^{10}	464,6	33,9	13,7	N.	23,94	1,7

De l'ensemble des données numériques réunies dans les Tableaux II, III et IV, on peut conclure que f conserve une valeur à peu près constante, variant de 1,6 à 2,0 si l'on excepte la valeur 1,5 pour une détermination relative à l'alcool et la valeur 2,2 pour une détermination relative à l'acétylène. Les trois quarts des valeurs de f sont, en outre, comprises entre 1,7 et 1,9, ce qui augmente la probabilité de la moyenne générale 1,8.

Les valeurs extrêmes 1,6 et 2,0 sont en écart de 10 pour 100

---

[1] LANDOLT, *Sitz. Ber. der Akad. d. Wissensch.*, p. 91; Berlin, 1882.

Tous ces calculs étaient terminés lorsque j'ai eu connaissance d'un travail récent de MM. Gladstone et Perkin (*Chim. Soc.*, t. LV, p. 750) sur les pouvoirs réfringents des bases organiques. Les valeurs de MR, qu'on peut déduire des déterminations de ces deux savants, concordent d'une manière très satisfaisante avec celles que j'ai admises dans le Tableau IV. J'ai donc jugé inutile de refaire ces calculs, qui auraient conduit à la même valeur moyenne de f.

environ sur la moyenne 1,8. Or, on a vu que l'incertitude sur la valeur de x est précisément d'environ 10 pour 100. Les valeurs extrêmes n'ont donc rien d'anormal et sont ainsi comprises entre les limites des erreurs d'observation.

On remarquera aussi que les vérifications numériques, réunies dans les Tableaux précédents, comprennent plus de cinquante déterminations de constantes critiques, exécutées d'une façon tout à fait indépendante par seize observateurs différents; que ces déterminations sont relatives à quarante composés divers, parmi lesquels on trouve des corps à fonctions chimiques très variées. Or, dans ces conditions, les éléments numériques entrant dans la formule (5) sont compris entre :

179°,5 et 590°,3 pour les températures critiques absolues;

30^{atm} et 115^{atm} pour les pressions critiques;

4,4 et 35,3 pour les pouvoirs réfringents moléculaires.

En d'autres termes, ces derniers variant dans le rapport de 1 à 8, la constante f ne varie que dans celui de 1,00 à 1,25. Alors même que cette relation ne serait pas fondée sur des considérations théoriques, il ne pourrait donc être ici question d'une coïncidence fortuite. La loi approchée dont j'ai donné plus haut la démonstration est ainsi confirmée par l'expérience.

IV. Si l'on admet comme démontrée la proportionnalité entre le pouvoir réfringent moléculaire et le coefficient critique, toutes les observations faites au sujet de la première de ces constantes devront s'appliquer aussi à la seconde. En particulier, si l'on divise par 1,8 les *coefficients atomiques de réfraction* qui servent à calculer *a priori* le pouvoir réfringent moléculaire d'un composé quelconque, on doit obtenir de nouveaux coefficients, que j'appelle *coefficients atomiques critiques,* au moyen desquels on pourra déterminer d'avance le coefficient critique d'un corps de formule donnée. Ces coefficients sont réunis dans le Tableau V, tels qu'on les obtient en divisant par 1,8 les coefficients de réfraction bien connus de MM. Landolt et Brühl :

TABLEAU V.

Coefficients atomiques critiques.

Pour un atome de carbone $[C]_x$	1,35
» » d'hydrogène $[H]_x$	0,57
» » d'oxygène simplement lié $[O-]_x$	0,87
» » » doublement lié $[O=]_x$	1,27
» » de chlore $[Cl]_x$	3,27
» » d'azote simplement lié $[N=]_x$	1,60
» » » triplement lié $[N\equiv]_x$	1,86
» » de brome $[Br]_x$	4,83
» une double liaison entre 2 atomes C $[=]_x$	0,88
» une triple » » $[\equiv]_x$	1,03
» un atome de phosphore $[P]_x$	3,01

Remarque I. — Le coefficient $[N\equiv]_x$ a été déduit de la valeur du coefficient critique du cyanogène 6,43, par soustraction de $2[C]_x = 2,70$. La différence 3,73 divisée par 2 donne la valeur du coefficient critique de l'atome d'azote triplement lié, soit 1,86.

Remarque II. — Le coefficient $[P]_x = 3,01$ est déduit du pouvoir réfringent du gaz PH^3.

Au moyen de ces coefficients, qui, en toute rigueur, ne concernent que les corps organiques, on peut calculer la valeur du coefficient critique d'un composé dont on connaît la formule moléculaire. Les écarts entre les résultats calculés et ceux donnés par l'expérience dépassent rarement 10 pour 100. C'est dire qu'ils sont compris dans les limites des erreurs d'observation.

Exemples de calculs :

1° Coefficient critique de l'acétate d'éthyle $CH^3COOC^2H^5$:

$4[C]_x$	5,40
$8[H]_x$	4,56
$1[O-]_x$	0,87
$1[O=]_x$	1,27
	12,10

L'expérience a donné 12,0 et 12,4.

2° Coefficient critique de l'acétylène $CH\equiv CH$:

$2[C]_x$	2,70
$2[H]_x$	1,14
$1[\equiv]_x$	1,03
	4,87

L'expérience a donné 4,6.

Voici encore quelques valeurs obtenues par le calcul, comparées à celles que donne l'expérience :

Corps.	x calculé.	x observé.
Chlorure d'éthyle C^2H^5Cl	8,8	8,4– 8,7
Formiate d'éthyle $HCO^2C^2H^5$	9,6	10,2–10,3
Éther éthylique $C^2H^5OC^2H^5$	12,4	11,7–12,5
Méthane CH^4	3,6	3,5
Méthylamine CH^3NH^2	5,8	5,9
Acétone CH^3COCH^3	8,7	9,7
Éthylène C^2H^4	5,9	5,6– 4,2
Alcool propylique $CH^3CH^2CH^2OH$	9,5	9,9–10,6
Acide carbonique CO^2	3,9	3,9– 4,2
Ammoniaque NH^3	3,3	3,5– 3,6
Azote $N^2(N{\equiv}N)$	3,7	3,6– 3,9
Bioxyde d'azote (N—O)	2,5	2,5
Protoxyde d'azote (N^2O)	4,1	4,1– 4,2
Valérianate d'éthyle $C^4H^9CO^2C^2H^5$	19,6	18,4

Ces exemples, auxquels on pourrait en ajouter plusieurs autres, me paraissent justifier complètement la notion des coefficients atomiques critiques, telle qu'elle est établie plus haut. On peut donc conclure d'une manière générale que :

Le coefficient critique d'un corps est égal à la somme des coefficients critiques des atomes qui constituent sa molécule, augmentée, dans certains cas, de coefficients dépendant de la nature des liaisons des atomes entre eux.

La seule connaissance du coefficient critique est dès lors suffisante pour fixer la valeur du poids moléculaire au point critique, tout au moins pour choisir, entre les divers multiples d'une formule, celui qui représente la vraie grandeur moléculaire d'un corps dont on a déterminé expérimentalement le coefficient critique. Je prends pour exemple le cas du formiate de propyle, dont le coefficient critique déterminé par l'expérience est 12,5. Il est évident que la vraie grandeur moléculaire de ce corps au point critique est représentée par la formule $C^4H^8O^2$ qui conduit à une valeur du coefficient critique de 12,1, tandis que la formule simple C^2H^4O devrait donner 6,1 et la formule double 24,2.

V. Je laisse de côté diverses applications que l'on peut tirer des conclusions déjà établies, applications que j'espère traiter avec tous les détails qu'elles comportent dans un Mémoire plus complet [1]. Il me reste dès lors à passer en revue quelques exceptions à la loi de proportionnalité entre le coefficient critique et le pouvoir réfringent moléculaire.

Ces exceptions peuvent être classées en quatre groupes différents :

1° Quelques corps (éthylamine, benzine, chloroforme et hydrogène sulfuré) sont caractérisés par une valeur de f voisine de 2,2. Une correction de 10 pour 100, comprise par conséquent dans les limites des erreurs d'observation, ramènerait à la valeur normale de $f = 2,0$. On peut donc se demander s'il n'y pas là quelques erreurs d'expérience, et s'il ne conviendrait pas de refaire quelques-unes de ces déterminations.

2° D'autres composés (tétrachlorure de carbone, chlorure d'éthylène et d'éthylidène, chlore, sulfure de carbone) conduisent à des valeurs de f comprises entre 2,4 et 3,4. Mais tous ces corps attaquent le mercure à des températures pour la plupart inférieures à leurs températures critiques. Leurs constantes critiques ne se rapportent donc pas à des substances pures, et ne peuvent par conséquent satisfaire à la loi proposée.

3° Les trois gaz, oxygène, azote et oxyde de carbone, dont les températures critiques sont à 118°, 146°, 140° au-dessous de zéro, ne satisfont pas non plus à la relation $MR : x = f$. Les valeurs de f sont alors comprises entre 1,1 et 1,4. On remarquera que les pouvoirs réfringents moléculaires de ces gaz déterminés à la température ordinaire ne le sont pas dans des conditions comparables à celles des corps réunis dans les Tableaux II, III et IV. Pour tous ces composés, la quantité MR a été mesurée dans le voisinage de la température critique ou même à une température notablement inférieure. Rien ne prouve que la quantité MR reste absolument identique à elle-même dans d'aussi grands intervalles de température au-dessus et au-dessous de la température critique.

4° L'eau et l'alcool méthylique, enfin, conduisent à des valeurs de f voisines de 1,1, ce qui pourrait peut-être s'expliquer en

---

[1] Ce Mémoire est destiné aux *Annales de Chimie et de Physique.*

admettant que ces deux corps conservent au point critique le poids moléculaire double qu'on leur trouve lorsqu'on les étudie à la température ordinaire par la méthode cryoscopique de M. Raoult.

Quoi qu'il en soit de l'interprétation donnée à ces diverses exceptions (qui appellent certainement de nouvelles expériences), on reconnaîtra que les conditions dans lesquelles elles se produisent ne permettent pas d'en tirer un argument contre la loi précédemment établie.

D'autre part, on n'oubliera pas non plus que cette loi ne peut être qu'approchée. Au point de vue théorique, on ne peut établir la proportionnalité entre le pouvoir réfringent moléculaire et le coefficient critique qu'en supposant ce dernier rigoureusement proportionnel au covolume, ce qui n'est probablement pas toujours le cas.

En outre, il faut prévoir dès maintenant que, pour les corps fortement dispersifs, la relation établie devra se trouver en défaut, la formule de Cauchy conduisant alors à des résultats erronés et ne nous permettant par conséquent plus de calculer avec une approximation suffisante l'indice de réfraction pour un rayon de longueur d'onde infinie.

Ces réserves faites, les résultats qui viennent d'être exposés n'en sont donc pas moins une confirmation des vues théoriques de Clausius, de Maxwell, de MM. van der Waals, Lorenz et Lorentz. Ils permettent de préciser la notion du coefficient critique; ils fournissent enfin un moyen de déterminer la grandeur moléculaire des corps au point critique. C'est à ce titre qu'il m'a paru intéressant de les publier.

SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 7 février est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Bary (Paul), Ingénieur électricien, à Paris.
Blondel, Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Paris.
Budde (Dr), Rédacteur aux *Fortschritte*, à Berlin.
Devaux, Docteur ès Sciences, à Paris.
Dongier, Professeur de Physique au Lycée de Foix.

M. le Président annonce à la Société la perte douloureuse qu'elle vient de faire en la personne de M. *Strumbo*, Professeur à l'Université d'Athènes.

M. le Secrétaire général annonce l'envoi d'une Note de M. le Comte L. Hugo, intitulée *Moulage indirect des ondulations liquides*.

M. le Président fait remarquer que le nom de M. Guillaume a été oublié sur le dernier procès-verbal, parmi les personnes qui ont adressé leurs remerciements à la Société au sujet de leur élection comme membres du Conseil.

Dans ses recherches sur la *limite entre la polarisation et l'électrolyse*, M. H. Pellat ne s'est occupé que des phénomènes qui se produisent à la cathode, l'anode employée ayant une trop large surface pour pouvoir être notablement polarisée ou étant tout à fait impolarisable.

Soit M la force électromotrice qu'il faut introduire sur le circuit qui réunit les deux mercures d'un électromètre de M. Lippmann pour rendre maximum la constante capillaire du petit mercure; dans le cas où le liquide de l'électromètre est un acide, M. Pellat a constaté que l'électrolyse de cet acide se produit dès que la force électromotrice e intercalée dans le circuit est supérieure à M. En effet, l'hydrogène n'apparaît jamais quand on a $e < M$, tandis qu'il peut apparaître, avec des précautions convenables, dès qu'on a $e > M$. Souvent on peut dépasser très notablement la force électromotrice M sans que la bulle d'hydrogène se forme; mais l'électrolyse ne s'en produit pas moins : si l'hydrogène n'apparaît pas sous forme gazeuse, cela tient à cette loi générale qu'un gaz ne peut se produire d'une façon visible au sein d'un liquide que s'il existe une bulle gazeuse dont le diamètre est supérieur à une certaine limite; il se produit alors vraisemblablement une dissolution sursaturée d'hydrogène. On évite cette sursaturation en créant une bulle d'hydrogène par une force électromotrice très supérieure à M; on ramène ensuite rapidement la force électromotrice à une valeur plus faible e voisine de M; on trouve alors que, si e est infé-

rieur à M, la bulle ne grossit pas, tandis que, si e est supérieur à M, la bulle grossit d'autant plus rapidement que $e - M$ est plus grand.

Ce procédé optique pour constater l'électrolyse a mis sur la voie du phénomène, mais il n'est pas très commode; M. Pellat lui a substitué un procédé galvanométrique, qui est susceptible de beaucoup plus de précision et qui est d'une application plus générale. On intercale dans le circuit qui réunit les deux électrodes : 1° la force électromotrice variable à volonté e; 2° un galvanomètre Thomson; 3° un interrupteur. On prend une cathode mercurielle ayant environ $\frac{1}{4}$ de millimètre carré de surface. Pour éviter la polarisation de l'autre électrode, on peut prendre une très large surface de mercure; mais il vaut beaucoup mieux se servir d'une électrode impolarisable (zinc dans un sel de zinc communiquant par un siphon cloisonné avec l'électrolyte étudié); les différences de potentiel constantes qu'on ajoute ainsi dans la chaîne sont compensées au moyen d'un compensateur. La petite électrode mercurielle plonge dans le même vase que la pointe de l'électromètre capillaire qui sert à déterminer M.

On trouve ainsi que, tant que e est inférieur à M, en fermant le circuit, l'aiguille du galvanomètre éprouve une impulsion due à la charge de polarisation, oscille, puis se fixe à une position très voisine du zéro (courant de dépolarisation spontané); mais dès que e est supérieur à M, l'aiguille éprouve une déviation permanente relativement très grande et proportionnelle à $e - M$. Le brusque changement dans l'allure de la courbe qui représente l'intensité du courant en fonction de e est des plus nets.

L'exactitude de la loi a été constatée : 1° par le procédé optique pour l'acide sulfurique étendu ($\frac{1}{6}$ en volume; $M = 0^{volt},95$) et pour l'acide précédent additionné de $\frac{1}{2000}$ de bichromate de soude ($M = 0^{volt},99$); 2° par le procédé galvanométrique pour le même acide sulfurique et pour l'acide chlorhydrique ($\frac{1}{6}$ en volume à 21° B.; $M = 0^{volt},59$).

Comme l'a montré M. Lippmann, au moment où la constante capillaire est maximum, la couche électrique double, au contact de l'électrolyte et du mercure, est nulle; il en résulte que le mercure est alors au même potentiel que l'électrolyte; la loi indiquée ci-dessus peut donc être énoncée ainsi :

La polarisation finit et l'électrolyse commence à partir du moment où la couche électrique double a été rendue nulle par polarisation, par conséquent, *lorsque la cathode est au même potentiel que l'électrolyte.*

Il est bien probable que cette loi est applicable à un électrolyte quelconque. Mais quand c'est un métal m qui est rendu libre par électrolyse, celui-ci forme un amalgame avec le mercure de l'électrode; cette modification chimique de la surface de l'électrode transforme le voltamètre P en une pile dont la force électromotrice, de sens contraire, augmente jusqu'à devenir égale à e, ce qui a lieu pour le passage d'une quantité d'électricité très faible. Aussi, dans le cas des sels, e peut-il dépasser beaucoup la

valeur de M sans que l'aiguille subisse de déviation permanente notable. Pourtant, en faisant croître de plus en plus la valeur de e, il arrive un moment où brusquement l'aiguille prend des déviations permanentes : le courant passe alors avec une intensité proportionnelle à $e - E$, en désignant par E une constante, qui est la force électromotrice à partir de laquelle l'électrolyse se produit d'une façon continue. On conçoit, en effet, que dès qu'il y a assez du métal m dans la couche superficielle de l'électrode de mercure pour que cet amalgame se comporte dans une pile comme le métal m lui-même (un amalgame renfermant moins de $\frac{1}{500}$ de zinc se comporte déjà comme du zinc pur), la force électromotrice du voltamètre P ne peut plus croître, et un courant constant se produit, en vertu de la différence constante $e - E$ des forces électromotrices opposées.

Pour $e = M$, la différence de potentiel est nulle entre le liquide électrolytique et le mercure *encore pur*, si la loi s'applique aux sels; pour $e = E$, la différence de potentiel est nulle entre l'amalgame du métal m et le liquide, puisque celui-ci est un sel du métal m (Communication du 6 décembre 1889); mais la différence de potentiel n'est pas nulle entre l'amalgame formé à la surface de l'électrode capillaire et le mercure pur situé plus loin, et cette différence de potentiel est représentée par $E - M$.

Pour l'électrolyse du sulfate de zinc, on trouve, en effet, $M = 0^{volt},76$ et $E = 1^{volt},27$; d'où $E - M = 0^{volt},51$. Ce dernier nombre ne diffère du nombre $0^{volt},49$ que M. Pellat a obtenu, il y a trois ans, pour la différence de potentiel entre l'amalgame de zinc et le mercure, par une tout autre méthode (Communication du 20 mai 1887), que d'une quantité rentrant tout à fait dans les erreurs de ces anciennes expériences. C'est une vérification indirecte de l'exactitude de la loi dans le cas des sels.

On voit, en outre, qu'il y a là une nouvelle méthode pour mesurer la différence de potentiel vrai entre un métal et le mercure en contact avec lui.

Ainsi, en remplaçant le sulfate de zinc par l'hydrate de potasse, on trouve $M = 0^{volt},29$, $E = 1^{volt},76$; d'où $E - M = 1^{volt},47$. Ainsi la différence de potentiel entre le potassium et le mercure est $+ 1^{volt},47$.

Dans l'application de cette méthode, il faut se défier des réactions chimiques secondaires dues à l'action du métal m sur l'électrolyte et qui peuvent dénaturer celui-ci au voisinage de l'électrode.

En résumé, dans le cas des sels étudiés, le phénomène présente trois phases : 1° la phase de *polarisation vraie* où la valeur de e est inférieure à M; 2° la phase de *fausse polarisation* ou d'*électrolyse momentanée*, pour e variant entre M et E; l'électrolyse est arrêtée par l'altération chimique de la cathode; 3° la phase d'*électrolyse continue*, pour e supérieure à E.

Dans le cas d'un acide et d'une cathode mercurielle, la seconde phase manque, parce que l'hydrogène ne s'allie pas au mercure.

Des deux lois exposées par M. Pellat on peut déduire la loi de M. Lippmann : si un métal est plongé dans une dissolution d'un de ses sels, il est normalement au même potentiel que lui (1re loi); par conséquent, un flux

d'électricité qui tend à sortir par ce métal produira immédiatement l'électrolyse (2e loi), et ce métal ne se polarisera pas.

A propos de la Communication de M. Pellat, M. Bouty fait observer que. si les phénomènes produits aux électrodes changent avec la force électromotrice introduite dans le circuit, il n'en est pas de même au sein du liquide électrolytique. La résistance de celui-ci est la même, qu'il y ait ou qu'il n'y ait pas dégagement de gaz aux électrodes, que le courant soit ou ne soit pas sensible au galvanomètre, enfin que la force électromotrice extérieure au voltamètre soit ou non supérieure à celle qui rend maximum la constante capillaire.

M. Mascart met sous les yeux de la Société une série d'expériences relatives à la production de franges achromatiques dans les phénomènes de polarisation chromatique observés en lumière convergente.

On doit remarquer d'abord que, toutes choses égales, les anneaux qui correspondent à la lumière rouge sont plus larges que ceux de la lumière bleue.

Dans les cristaux biaxes, lorsque les directions des axes optiques sont visibles, si l'axe optique des rayons bleus se déplace dans un certain sens par rapport aux axes rouges, il entraîne avec lui les franges correspondantes; il se produira dans cette direction une superposition plus ou moins complète des franges de même ordre relatives aux différentes couleurs. L'une de ces franges paraîtra à peu près achromatique sur une partie de son étendue et, en outre, les franges voisines seront beaucoup plus visibles que dans les autres régions du champ.

Pour les cristaux orthorhombiques, où la dispersion des axes est normale, si les arcs achromatiques sont situés sur la ligne des axes et en dehors de leur intervalle, on en conclut que les axes violets sont plus écartés que les axes rouges : tel est le cas du *nitre*. L'angle des axes violets est au contraire plus petit que celui des axes rouges, si les arcs achromatiques sont situés entre les images des axes optiques ou sur la droite perpendiculaire à la ligne des axes; exemples : *glauberite*, *cérusite*.

Dans les milieux clinorhombiques, il n'existe plus qu'un plan de symétrie cristalline.

Si les axes optiques sont dans le plan de symétrie, leur bissectrice varie d'une couleur à l'autre; les arcs achromatiques sont encore sur la ligne des axes optiques, mais à des distances différentes de l'un et de l'autre. C'est la dispersion inclinée (*gypse*, *orthose*).

Si le plan des axes est perpendiculaire au plan de symétrie, toutes les bissectrices sont situées dans ce plan; les arcs achromatiques sont alors du même côté de la ligne des axes, et le point des franges où l'achromatisme est le plus complet indique dans quel sens varie l'angle des axes quand on passe du rouge au violet. La dispersion est horizontale; on l'observe dans certaines *orthoses*. Pour rendre l'appréciation plus facile, il est bon de se débarrasser de l'hyperbole neutre qui couperait les anneaux au voisinage

des points achromatisés, et de les transformer en croix noire par la rotation du cristal.

Enfin, si la bissectrice des axes est perpendiculaire au plan de symétrie, elle est commune à toutes les couleurs; les arcs achromatiques sont alors situés de part et d'autre de la ligne des axes. La dispersion est croisée (*borax*). Ici encore on doit éloigner les lignes neutres des arcs achromatisés pour en rendre l'observation plus facile.

L'angle des axes bleus est plus petit ou plus grand que celui des axes rouges, suivant que la droite qui joint le point achromatisé avec l'axe optique le plus voisin fait un angle aigu ou obtus avec la droite qui joint l'image de cet axe à celle de l'autre.

La position des arcs achromatiques s'apprécie au premier coup d'œil et plus sûrement que l'irisation des hyperboles neutres ou les teintes du premier anneau, surtout par la multiplication des franges visibles dans le voisinage. Ce genre d'observations peut donc rendre des services dans les études minéralogiques.

La méthode est même seule applicable dans le cas de cristaux très colorés, en rouge foncé par exemple; les autres caractères s'évanouissent, tandis que les points où les franges présentent le plus de netteté permettent encore de définir le mode de dispersion des axes optiques.

M. le Président remercie M. Mascart de son intéressante Communication et M. Pellin du concours qu'il a bien voulu prêter à l'exécution des expériences.

SÉANCE DU 7 MARS 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 février est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Doignon (L.), Ingénieur à Paris.
Engel, Professeur à l'École Centrale.
Hurmuzescu (Dragomir), Licencié de la Faculté ès Sciences de Bucarest.

M. le Président annonce que la réunion annuelle dite *de Pâques* aura lieu cette année les 8 et 9 avril, et invite les membres de la Société qui auraient quelque expérience intéressante ou des appareils nouveaux à présenter d'en donner avis à M. le Secrétaire général, le plus tôt possible.

M. le Secrétaire général annonce l'envoi des deux Notes suivantes : 1° M. le comte L. Hugo : *Sur un appareil ou petit dispositif applicable à une figure chinoise datant de 5 siècles.* 2° MM. Ed. Sarasin et

Lucien de la Rive : *Sur la résonance multiple des ondulations électriques.*

Note de MM. Ed. Sarasin *et* L. de la Rive.

M. Hertz a montré que, lorsque l'action de son grand excitateur primaire se propage le long des fils conducteurs isolés à leurs extrémités, il se produit dans le milieu diélectrique qui enveloppe ces fils des concamérations de maxima et de minima alternatifs et équidistants de force électrique, véritables *interférences électriques.*

Ce fait primordial, dans lequel M. Hertz a puisé un de ses principaux arguments en faveur de l'hypothèse du mouvement ondulatoire électrique avec vitesse de propagation finie, se trouve pleinement confirmé par nos propres recherches.

Toutefois, en variant de différentes manières les conditions de l'expérience, nous avons trouvé quelques résultats nouveaux qui ne sont point en contradiction avec ceux de M. Hertz, mais les complètent sur certains points.

Nous pouvons les résumer comme suit :

Le système d'ondes stationnaires révélé par un résonateur de Hertz dans le champ diélectrique le long des fils et la longueur des internœuds qui le caractérisent ne dépendent pas des dimensions de l'excitateur primaire duquel émane le mouvement ondulatoire, mais de l'amplitude de ce résonateur lui-même, chaque résonateur donnant toujours invariablement la même longueur d'onde, quel que soit le conducteur primaire sous l'action duquel il se trouve.

En d'autres termes :

Les positions des nœuds révélés par un même résonateur sont invariablement les mêmes, comptées à partir de l'extrémité la plus éloignée des fils.

Cette distance des nœuds à l'extrémité des fils est sensiblement proportionnelle aux dimensions du résonateur circulaire employé.

Lorsque l'extrémité des fils est libre, il s'y produit un ventre d'oscillation. La distance du premier nœud est dans ce cas égale à la moitié de la circonférence du cercle.

Cette distance du premier nœud est moindre que la moitié des internœuds suivants, c'est-à-dire moindre que le quart de la longueur d'onde. Il y a là une analogie remarquable avec ce qui se passe à l'extrémité d'un tuyau sonore ouvert et avec le fait qu'on a appelé dans ce cas *perturbation aux extrémités.*

Lorsque l'extrémité des fils est munie d'une capacité, il s'y produit un nœud. La distance du premier nœud est alors plus grande que les internœuds suivants, soit plus grande que la demi-longueur d'onde; ici encore analogie avec ce qui se passe dans un tuyau sonore fermé.

Dans l'un et l'autre cas, les perturbations aux extrémités sont proportionnelles aux dimensions du résonateur, soit proportionnelles à la longueur d'onde à laquelle elles se rapportent.

Dans l'un et l'autre cas aussi, la grandeur des internœuds demeure la même pour un même cercle.

Cette grandeur des internœuds ne varie pas non plus avec le diamètre des fils ou tubes conducteurs le long desquels se propage le mouvement ondulatoire électrique.

De l'ensemble des faits que nous avons exposés dans notre Mémoire, il résulte enfin en dernière analyse que, *dans le mouvement oscillatoire électrique qui émane d'un excitateur de Hertz, on peut révéler une onde d'une longueur quelconque entre certaines limites, la grandeur de l'onde dont on constate les ventres et les nœuds dans l'expérience ci-dessus ne dépendant que des dimensions du résonateur employé pour cela. On est donc fondé à admettre que le système ondulatoire produit par l'excitateur contient toutes les longueurs d'onde possibles entre ces limites, chaque résonateur choisissant dans cet ensemble complexe, pour en montrer les ondes stationnaires, l'ondulation dont la période correspond à la sienne propre.*

C'est ce que nous appelons *la résonance multiple des ondulations électriques,* comme on a déjà appelé *résonateurs* les appareils destinés à mettre en évidence ce mouvement ondulatoire électrique lui-même.

M. Lippmann décrit les phénomènes qui précèdent le dégagement de l'hydrogène, lorsque l'on polarise fortement une cathode de mercure. Il y a d'abord polarisation sans électrolyse visible, et équilibre électrique : la courbe qui représente les variations de la constante capillaire continue au delà d'un volt la même courbe en deçà d'un volt, et les deux portions de la courbe sont même symétriques. La seule différence entre les effets produits par de petites et de grandes forces électromotrices, est que, pour ces dernières, l'équilibre ne dure pas indéfiniment. Au bout d'un certain temps, qui est d'autant plus court que la force électromotrice est plus grande, il y a rupture brusque de l'équilibre électrique et chimique; la première bulle d'hydrogène se produit tout à coup à la façon d'une explosion.

Comment expliquer ce retard dans l'apparition de l'hydrogène, phénomène que M. Lippmann a décrit déjà en 1876 devant la Société sous le nom de *retard d'électrolyse?* Si l'on voulait avoir recours à une explication purement chimique, il faudrait admettre l'existence d'un hydrure explosif, dont la chaleur de décomposition correspondrait à 1 volt, c'est-à-dire à plus de 23 000 calories par gramme d'hydrogène dégagé. Veut-on admettre qu'il se forme simplement une dissolution très fortement sursaturée d'hydrogène? On peut calculer la tension en atmosphères des gaz dissous correspondant à 1 volt : elle s'exprime par un nombre d'atmosphères dont le logarithme vulgaire a pour caractéristique 46.

M. Lippmann propose une autre théorie de la polarisation galvanique. Il fait remarquer qu'un système dont la destruction exige du travail est nécessairement déformable; car, dans l'expression du travail, le facteur déplacement ne peut pas être nul. Il est donc mathématiquement nécessaire que la molécule composée se déforme sous l'action des forces électriques

ou autres, qui tendent à le décomposer, à la façon d'un ressort qui fléchit sous l'action des forces qui peuvent le briser. Cette *déformation électrique de la molécule chimique* suffit à expliquer la polarisation des électrodes avec les caractères essentiels de ce phénomème : la continuité et la variabilité.

Quant au retard d'électrolyse, il n'est qu'un cas particulier d'un fait très général.

Le retard d'ébullition, la sursaturation, dans les phénomènes de la dilatation forcée découverts par M. Berthelot, le retard du centre électrique chimique dans des tubes étroits, sont autant d'exemples d'équilibres précaires qui finissent par se rompre sous l'action de forces supérieures au minimum strictement nécessaire pour produire la rupture.

M. Pellat fait remarquer que la Communication de M. Lippmann est tout à fait d'accord avec celle qu'il a faite dans la séance précédente, sauf que M. Lippmann donne au mot *électrolyse* un sens différent. Dans sa Communication, M. Pellat entend qu'il y a électrolyse dès que le cation s'est séparé de l'anion, même quand il entre immédiatement en combinaison avec la cathode ou quand il reste dissous.

Quant au retard à l'apparition de l'hydrogène, M. Pellat ne croit pas à l'impossibilité de l'existence d'une dissolution sursaturée, le calcul qui donne à l'hydrogène une force élastique allant jusqu'à 10^{46} n'étant pas légitime, comme l'a reconnu lui-même M. Lippmann. Il y a encore une hypothèse plausible : c'est que l'hydrogène entre en combinaison avec le mercure, comme cela a lieu si l'électrolyte est un sel métallique.

Il rappelle enfin la démonstration générale qu'il a donnée à la précédente séance, fondée sur les lois de la capillarité, qui montrent la nécessité d'un retard à l'apparition des corps sous forme gazeuse au sein d'un liquide, quand il n'existe que des bulles gazeuses de rayon excessivement petit.

M. Guillaume appelle l'attention de la Société sur un point délicat de la théorie des dissolutions. Dans un Mémoire célèbre sur la thermodynamique des réactions chimiques, M. von Helmholtz démontre que la différence entre l'énergie libre des gaz H et O dissous dans l'eau, et celle de l'eau elle-même sont données par

$$F_g - F_{aq} = A + B(1 - \log v_h) + C(1 - \log v_0),$$

A, B, C étant des constantes pour une même température, v_h, v_0 les volumes spécifiques de l'oxygène et de l'hydrogène dissous. Cette formule démontre que l'énergie ou la force électromotrice nécessaire pour décomposer l'eau est d'autant moindre que v_h et v_0 sont plus grands. Pour une certaine valeur de v_h et v_0, $F_g - F_{aq} = 0$; pour des valeurs plus grandes, l'équilibre n'existe pas, et l'eau se dissocie spontanément. La valeur donnée par M. von Helmholtz correspondrait à $0^{gr},26.10^{-36}$ de gaz par centimètre cube d'eau.

M. Guillaume se demande s'il est légitime de donner à v_h et v_0 des valeurs positives *quelconques*. Au delà d'une certaine valeur, les molécules de H et O sortent de leurs sphères d'action mutuelles, et l'espace non compris dans ces sphères ne doit pas, semble-t-il, être ajouté au contenu des sphères pour composer un espace total, qui est en apparence le numérateur du volume spécifique, mais qui, en réalité, n'a aucune signification physique.

La dilution qui annule $F_g - F_{aq}$ correspondrait à l'état d'un liquide dans lequel deux molécules dissociées seraient distantes de 100^m environ. Il est évident que ces molécules ne peuvent exercer aucune influence sur l'état général du liquide.

M. Guillaume présente une série d'appareils pour l'étude des thermomètres, construits, pour le laboratoire d'Enseignement (physique) de la Sorbonne, par M. A. Huetz, à Sèvres. Ces appareils sont au nombre de quatre : appareil à calibrer, appareil à point zéro, appareil à point 100 et râpe à glace. Un appareil à coefficients de pressions complétera la collection. Ces divers instruments diffèrent par quelques détails de construction de ceux du Bureau international des Poids et Mesures, qui ont été précédemment décrits (13 décembre 1886). L'appareil à point zéro a été le plus profondément modifié. La cloche de verre est double; elle est supportée par deux triangles de bronze serrés sur trois piliers verticaux surmontant une cuvette en fonte. Le ressort qui maintient le thermomètre dans les fourchettes est commandé par une vis de pression. La détermination du zéro du thermomètre se fait avec de la glace naturelle très pure, *râpée et trempée d'eau distillée*. M. Guillaume montre comment on peut, au moyen de la râpe à glace, obtenir en très peu de temps de la glace réduite en fines parcelles. La Compagnie des glacières parisiennes fournissait autrefois de la glace de Norvège presque pure. La Compagnie des glacières suisses livre dans Paris de beaux blocs de glace donnant des résultats thermométriques parfaitement constants.

M. Homén décrit des recherches qu'il a faites sur la résistance électrique des gaz. En employant des courants galvaniques qui traversent des tubes d'air raréfié, il mesure à diverses pressions de 0,09 à 80^{mm} et à diverses distances disruptives la différence de potentiel entre les électrodes. Pour les pressions plus hautes, la différence de potentiel croît beaucoup avec la distance disruptive, mais non avec l'intensité du courant; pour les plus basses, elle croît très peu avec la distance disruptive, mais sensiblement, et cela dépendant des électrodes, avec l'intensité du courant. Mais que la différence de potentiel pour une certaine distance disruptive croisse ou non avec l'intensité du courant, l'*augmentation* de cette différence avec la distance disruptive reste la même, quelle que soit l'intensité du courant. Cette augmentation est causée par la résistance de la colonne d'air ajoutée au circuit. Donc, la résistance propre du gaz doit être considérée comme une force électromotrice antagoniste et conséquemment mesurée en volts.

De tels mesurages ont été opérés : la résistance est plus grande dans la lumière positive que dans les parties obscures de la voie de décharge. Elle croît avec la pression, mais un peu moins qu'en proportion avec celle-ci. La résistance sur les électrodes au passage de l'électricité de ces électrodes dans le gaz peut, pour les hautes pressions, être mesurée en volts; pour les plus basses, être approximativement indiquée comme une somme de volts et d'ohms. Pour ces basses pressions, elle croît très vite avec la raréfaction du gaz.

Sur la résistance électrique des gaz (1);

PAR M. THÉODOR HOMÉN.

L'objet des recherches que je vais décrire était d'étudier le passage d'un courant électrique continu à travers un gaz et spécialement de chercher à mesurer la résistance électrique de ce gaz.

Quand l'électricité passe à travers un gaz, dans un tube de Geissler par exemple, il se produit sur les électrodes une résistance spéciale au passage de l'électricité de ces électrodes dans le gaz. Gaugain (2) signale le premier cette résistance. Puis elle est étudiée par Hittorf (3) et ensuite par Edlund (4) qui démontre, comme il l'a fait pour l'arc voltaïque, que c'est une force électromotrice qui se présente sur les électrodes pendant le passage de l'électricité. Dans des expériences faites au laboratoire de M. Edlund à Stockholm en 1882 j'ai trouvé (5) que dans un tube d'air raréfié, par lequel passe l'électricité, la résistance totale peut être considérée comme composée de deux termes, dont l'un est proportionnel à la longueur de la colonne d'air, l'autre en est indépendant. Le premier terme est regardé comme la résistance

---

(1) Extrait d'un Mémoire : *Ueber die Electricitätsleitung der Gase*, Pars III; *Acta Societatis Scientiarum Fennicæ*, tome XVII; 1888. *Ann. de Wied.*, t. XXXVIII, p. 172; 1889.

(2) GAUGAIN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLI, p. 152; 1855.

(3) HITTORF, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVI, p. 1 et 197; 1869.

(4) EDLUND, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XXVII, p. 114; 1882.

(5) HOMÉN, *Luftens elektriska motstand*, Helsingfors 1883; *Ann. de Wied.*, t. XXVI, p. 55; 1885.

proprement dite de l'air, l'autre comme la résistance au passage sur les électrodes. Ainsi on trouve que la résistance de l'air, indépendante de la section du tube à décharge, varie à peu près proportionnellement à la pression. La résistance au passage, au contraire, croît rapidement aux basses pressions avec la raréfaction de l'air, de sorte qu'à un degré de vide suffisant, il était impossible d'obtenir des décharges avec la bobine de Ruhmkorff employée.

Ces recherches ont été faites avec des courants d'induction et les résultats des mesures sont indiqués en prenant pour base une unité absolument arbitraire.

Pour pouvoir connaître la nature de cette résistance, par exemple indiquer d'après quelle unité on doit la mesurer, il faut employer des courants galvaniques dont l'intensité est constante. Dès 1883, j'ai fait des expériences avec de tels courants au laboratoire de Physique de l'Université d'Helsingfors. Des expériences de décharge avec des courants galvaniques ont été faites auparavant par Gassiot ([1]), Varley ([2]), Hittorf ([3]) et Warren de la Rue associé à Hugo Müller ([4]). Il arriva souvent que la différence de potentiel entre les électrodes ou entre des fils métalliques introduits dans le tube de Geissler, par lequel passait le courant, restait invariable, quoique l'intensité du courant variât. D'après cela la résistance d'un gaz devrait être considérée comme une force électromotrice contraire et mesurée en volts. Alors, en employant des courants galvaniques, je voulais continuer mes recherches décrites et, séparant bien l'une de l'autre la résistance propre du gaz et la résistance aux électrodes, étudier d'après quelles unités il faut les mesurer et, si possible, opérer ces mesures.

Comme source d'électricité je me servais d'une pile au bichromate de potassium de 1456 éléments disposés en 14 piles à immersion dont chacune contenait 104 éléments. Les zincs et les charbons étaient suspendus sur des tubes de verre vernis, horizontaux, in-

---

([1]) Gassiot, *Phil. Trans.*, t. CI, p. 32; 1844. *Ann. de Pogg.*, t. CXIX, p. 131; 1863.

([2]) Varley, *Proc. Roy. Soc.*, t. XIX, p. 236; 1871.

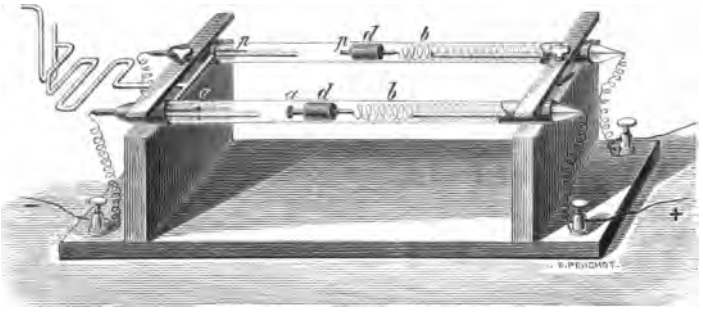
([3]) Hittorf, *Ann. de Wied.*, t. VII, p. 553, 1879; t. XX, p. 705, et XXI, p. 90; 1884.

([4]) Warren de la Rue et H. Muller, *Phil. Trans.*, t. CLXIX, p. 155, 1878; t. CLXXI, p. 65; 1879.

stallés dans un cadre de bois comme les lames d'une claie. Ce cadre pouvait être élevé ou abaissé de manière que les zincs et les charbons pouvaient rapidement et commodément être plongés dans l'acide ou en être retirés. Il serait trop long de donner ici une description plus détaillée de cette pile. Il faut pourtant ajouter que des précautions étaient prises pour obtenir un isolement aussi complet que possible.

Dans les tubes à décharge, l'une des électrodes était mobile de façon qu'on pouvait faire varier leur distance sans modifier la pression du gaz (*fig.* 1). Le courant passe par une spirale de fil

Fig. 1.



de cuivre recouvert de soie (*b*) jusqu'aux électrodes. Dans l'un des tubes, les électrodes consistent en plaques d'aluminium *aa* fixées au bout de petites tiges de même matière entourées de minces tubes de verre; dans l'autre ce sont des fils de platine (*pp*), également entourés de tubes de verre sauf 2^{mm} au bout. De plus, pour les électrodes mobiles, la tige d'aluminium et le fil de platine traversent des cylindres d'ébonite (*dd*) à la surface desquels est enchâssée une lame de fer doux. Avec un aimant en fer à cheval, on peut maintenant, du dehors, entraîner les électrodes (la spirale de fil de cuivre étant très élastique) et faire ainsi varier arbitrairement la distance disruptive au-dessous de 20^{cm}.

Avec une pompe à mercure de Bessel-Hagen [1], on pouvait pousser la raréfaction de l'air jusqu'à une pression de $\frac{1}{10000}$ de millimètre de mercure et en même temps mesurer très exactement la pression.

---

[1] Bessel-Hagen, *Ann. de Wied.*, t. XII, p. 425; 1881.

Comme résistances, j'employais divers tubes contenant une solution d'iodure de cadmium ou amylalcool, dans lesquels la résistance montait jusqu'à plusieurs millions d'ohms.

J'ajouterai que, pour éprouver la continuité du courant, un téléphone pouvait être introduit dans le circuit tout près du tube à décharge. Longtemps on a cru qu'il était impossible d'avoir un courant continu à travers un gaz. Cependant Hittorf (1) et Hertz (2) ont prouvé que cela est possible si la résistance dans le circuit n'est pas trop grande. Si au contraire la résistance dépasse une certaine limite (dépendant de la pression et d'autres circonstances), la décharge devient disruptive. Cet effet peut être constaté de plusieurs manières : par exemple, si l'on place dans le circuit un téléphone, il commence à résonner au moment où le courant devient disruptif. En même temps, la lumière dans le tube change d'aspect, et de plus, après être restée très constante tant que le courant était constant, elle devient subitement très sensible et varie, par exemple, si l'on meut un conducteur dans le voisinage du tube. Ainsi, je pouvais reconnaître le point où le courant devient discontinu, ce qui pourtant n'avait lieu que pour des résistances de quelques millions d'ohms dans le circuit. Pour des pressions au-dessus de 10^{mm}, quand le courant passait, il était toujours continu.

Nous ne nous occuperons dans la suite que des cas où les courants étaient continus.

J'ai fait des expériences d'après diverses méthodes. Les résultats ont toujours été les mêmes. Nous allons décrire les dernières, qui sont plus exactes que les autres.

Il s'agissait de mesurer pendant le passage du courant la différence de potentiel entre les électrodes à diverses distances disruptives et à divers degrés de force du courant. Ces mesures se faisaient avec un voltmètre. Les électrodes, ou plutôt les coupes à mercure où plongent les extrémités extérieures des électrodes, sont réunies par une dérivation d'une résistance de 26 millions d'ohms. En mesurant l'intensité du courant dans cette dérivation dont on

(1) Hittorf, *Ann. de Wied.*, t. VII, p. 553, 1879; t. XX, p. 705; 1883.
(2) Hertz, *Ann. de Wied.*, t. XIX, p. 782; 1883.

connaît la résistance, on calcule la différence de potentiel aux extrémités du circuit, c'est-à-dire aux électrodes du tube à décharge.

Quant à l'intensité du courant qui passe par le tube, elle est égale à l'intensité dans le circuit non ramifié, moins l'intensité dans la dérivation entre les électrodes. Mesurant ces deux intensités avec deux galvanomètres apériodiques, on pouvait ainsi au même moment obtenir et l'intensité du courant dans le tube et la différence de potentiel des électrodes.

Les expériences sont faites à des pressions variant de 0,09 à 80^{mm}. Il serait trop long de donner ici les chiffres obtenus; nous nous bornerons à décrire brièvement le caractère général du phénomène et les conséquences qui en résultent. (Pour plus de détails, voir *Acta Soc. Sc. Fenn., l. c.,* ou *Ann. de Wied., l. c.,* où les données des observations sont indiquées et graphiquement représentées.)

Pour des pressions de 20^{mm} et au-dessus, la différence de potentiel entre les électrodes ne varie pas avec l'intensité du courant, mais croît beaucoup avec la distance disruptive.

Pour les pressions entre 20^{mm} et 1^{mm}, cette différence reste encore constante pour les électrodes d'aluminium, mais monte pour les électrodes de platine avec l'intensité du courant. Avec la distance disruptive elle croît moins qu'aux pressions supérieures.

Pour les pressions au-dessous de 1^{mm}, la différence de potentiel croît pour toutes les électrodes avec l'intensité du courant et davantage pour les petites électrodes en pointes de platine que pour les disques d'aluminium. Avec la distance disruptive, la différence de potentiel ne change que très peu.

On peut immédiatement conclure de ces résultats qu'aux hautes pressions, où la différence de potentiel entre les électrodes croît beaucoup avec la distance disruptive, la résistance propre de l'air a des valeurs considérables, tandis qu'aux basses pressions, c'est la résistance au passage aux électrodes qui domine. Parlons d'abord de la première.

Soit que, la différence de potentiel entre les électrodes croisse ou non avec l'intensité du courant, toujours aux pressions hautes ou basses et entre les différentes électrodes, *l'augmentation de la différence de potentiel avec la distance disruptive reste la même, quelle que soit l'intensité du courant.* Cette augmenta-

tion résulte de la résistance de la colonne d'air ajoutée au circuit. Par conséquent, *la résistance de l'air doit être considérée comme une force électromotrice opposée et mesurée d'après la même unité que la force électromotrice.* Ainsi, en parlant d'une conductibilité électrique aussi bien chez les gaz, on peut mesurer leur résistance électrique dans des unités connues; seulement cette résistance est d'une tout autre nature que celle des conducteurs solides ou liquides et doit être mesurée, non en ohms, mais en volts.

Quant à la grandeur de cette résistance, si l'on peut encore employer le mot *résistance*, elle dépend un peu de la lumière produite dans le tube pendant la marche du courant. Aux pressions au-dessous de 10^{mm}, on a de la lumière positive devant l'anode, de la lumière négative devant la cathode, et, entre ces lumières, un espace noir. Plus la pression est basse, plus la lumière négative est étendue et vive; mais au-dessus de 1^{mm} elle n'a qu'une très petite étendue. Aux pressions faibles, sous 1^{mm}, la lumière positive est stratifiée. Aux pressions supérieures à 10^{mm}, on observe le curieux phénomène qu'il n'y a de lumière que pour des courants relativement forts, mais alors cette lumière positive s'étend jusque près de la cathode. Pour les courants moins forts, les électrodes seulement sont couvertes d'une mince couche lumineuse très faible. On peut encore constater qu'aux pressions au-dessus de quelques millimètres, la lumière positive s'allonge un peu, si l'intensité du courant croît, tandis qu'aux pressions plus basses elle se retire et la lumière négative s'étend. Mais si l'on remue l'anode, la lumière positive ne bouge pas. Seulement, il se produit près de l'anode à mesure qu'on l'éloigne une nouvelle lumière, qui s'éteint à mesure qu'on l'approche de la cathode. Si l'anode est trop rapprochée de la cathode, il n'y a pas de lumière positive.

Maintenant, si l'on éloigne l'anode de la cathode, et toujours à des intervalles égaux, la différence de potentiel entre les électrodes croît avec des quantités plus grandes dans la lumière positive que dans l'espace noir. Mais dans les différentes parties de la lumière positive entre elles, comme dans les différentes parties d'espace noir, la différence de potentiel croît avec les mêmes quantités. J'ai fait des expériences où la distance disruptive est augmentée progressivement de 1^{cm} seulement et les choses se sont

passées comme je viens de le décrire. Donc, *si dans une colonne d'air par laquelle passe un courant électrique continu la lumière reste la même, la résistance de l'air est proportionnelle à la longueur de la colonne.*

Nous avons dit précédemment que la résistance d'une colonne d'air est indépendante de la section de la colonne. D'après mes observations j'ai calculé la résistance de l'air, dans l'espace noir et dans la lumière positive, et l'ai indiquée pour une colonne de 1^{cm} de longueur. Aux plus hautes pressions la lumière positive n'est apparue que pour des courants assez forts, de sorte que l'échauffement du gaz commence déjà à être notable et influence les résultats ; pour cette cause les nombres sont mis entre parenthèses.

Résistance d'une colonne d'air de 1^{cm} de longueur.

	Électrodes d'aluminium		Électrodes de platine	
Pression.	espace noir.	lumière positive.	espace noir.	lumière positive.
mm	volts	volts	volts	volts
0,090....	4	5	»	(3)
0,125....	6	7	»	12
0,30.....	10	12	»	18
1,73.....	37	50	»	50
6,0.....	60	103	63	114
11,6.....	125	140	125	»
20,7.....	185	(185)	180	»
40,7.....	280	(280)	285	»
80,9.....	380	(380)	380	»

Nous voyons d'abord que, sauf pour les pressions les plus basses, les valeurs obtenues pour la résistance de l'air sont les mêmes dans les deux tubes.

Ceci est à remarquer. Jusqu'ici nous avons supposé que toute l'augmentation de la différence de potentiel entre les électrodes, quand la distance disruptive croît, est causée par la résistance de la colonne d'air qui est ajoutée au circuit, et que la résistance au passage reste constante. En effet, si la résistance au passage variait avec la distance disruptive, il n'est pas probable que les changements de deux quantités aussi différentes que les résistances sur les petites électrodes de platine et sur les disques d'aluminium pussent être égales, tandis qu'il est très naturel que la résis-

tance de l'air soit la même dans les deux tubes. On est donc autorisé à faire la supposition que c'est seulement la résistance de l'air qui croît avec la distance disruptive.

Il est vrai qu'aux plus basses pressions les valeurs obtenues pour la résistance de l'air sont différentes dans les deux tubes; mais ici ces différences, comme les valeurs mêmes, sont très minimes en comparaison des grandes valeurs de la résistance au passage qui montent à 1000 volts et plus, de telle sorte que ceci est plutôt une preuve évidente de ce que la résistance au passage ne varie pas avec la distance entre les électrodes (si cette distance ne devient pas toute petite, auquel cas la résistance au passage croît parfois un peu). Ainsi on doit supposer que les nombres trouvés indiquent réellement la résistance de l'air aux pressions données, excepté pour les plus basses, on doit préférer à celles-ci les valeurs trouvées avec le tube à électrodes d'aluminium, parce que, avec les électrodes de platine, la résistance au passage est si considérable et s'élève si rapidement avec l'intensité du courant que les mesures de la faible résistance du gaz ne sont pas assez nettes.

On voit que *la résistance est plus grande dans la lumière positive que dans l'espace noir, ce qui a lieu surtout aux pressions de* 1,73 *et de* 6^{mm}. Si la lumière n'est pas une radiation des électrodes, mais se produit dans le gaz même au passage de l'électricité, ce qui arrive probablement avec la lumière positive, on peut aussi s'attendre à ce que la résistance dans le gaz croisse un peu quand la lumière apparaît. Le travail consommé pour la production de la lumière augmente le travail accompli par le courant qui passe par le gaz. Qu'aux pressions les plus basses, la résistance dans la lumière positive ne surpasse que très peu celle de l'espace noir, cela montre peut-être que la lumière se produit là très facilement. Quant aux pressions plus hautes, au contraire, où la résistance n'est pas plus grande quand on a de la lumière positive que si le courant passe sans lumière, ceci dépend sans doute de ce que la lumière ne se produit que pour des courants relativement forts, où l'échauffement considérable du gaz amoindrit la résistance. Il est possible aussi que le courant de la décharge s'écoule par une voie plus étroite en présence de la lumière qu'en son absence, et que ceci augmente l'échauffement dans la voie lumineuse.

Quant à la lumière négative, d'après les recherches de Hittorf, Crookes et Goldstein, on doit la considérer comme une radiation de l'électrode négative. Schuster (1) et Arrhenius (2), comme auparavant Hittorf (3), ont trouvé que, sous l'influence de cette radiation, les parties phosphorescentes du gaz peuvent devenir des conducteurs, même pour des forces électromotrices assez petites.

Je ne pouvais, au cours de mes essais, étudier assez exactement la résistance dans la lumière négative, car ce n'est que pour des pressions inférieures à 1^{mm} que cette lumière a une plus grande étendue, et pour ces pressions, la résistance du gaz est généralement trop petite en comparaison de la résistance au passage pour pouvoir être bien mesurée. De plus, la résistance au passage sur l'électrode positive peut être un peu modifiée, si celle-ci est introduite dans la lumière négative.

Dans des expériences de contrôle, où j'introduisais les deux tubes à la fois, au bout l'un de l'autre, dans le circuit, et où je variais les distances disruptives dans les deux tubes de façon que la somme de celles-ci dans chaque série d'expériences restât constante, il semblait pourtant que la résistance dans la lumière négative fût un peu moindre que dans l'espace noir et dans la lumière positive.

Comme pour la radiation de la cathode, il est possible, d'après des recherches de Hertz (4), qu'un rayonnement de la lumière ultraviolette, d'un arc voltaïque par exemple, puisse diminuer la résistance électrique d'un gaz. Cependant, il entrait davantage dans mon programme d'étudier la résistance électrique des gaz en cas ordinaire, sans qu'ils fussent atteints d'un rayonnement quelconque de lumière. A cet égard, on doit considérer la résistance dans les parties obscures de la voie disruptive comme moins influencée par des circonstances étrangères et représentant de plus près la résistance normale du gaz.

Reste encore l'influence de l'échauffement du gaz pendant le passage du courant. Dans mes expériences, soit que l'échauffement

---

(1) Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLII, p. 371; 1887.
(2) Arrhenius, *Ann. de Wied.*, t. XXXII, p. 545; 1887.
(3) Hittorf, *Ann. de Wied.*, t. VII, p. 614; 1879.
(4) Hertz, *Ann. de Wied.*, t. XXXI, p. 983; 1887.

même ait été faible, cette influence a été très minime aux pressions inférieures à $11^{mm},6$. Pour les courants employés, la résistance ne diminue pas sensiblement quand l'intensité du courant croît. Pour des pressions supérieures la résistance de l'air diminue un peu quand l'intensité du courant grandit. Mais cette diminution de la résistance peut dépendre de la dilatation de l'air qui accompagne l'échauffement de sorte que, bien qu'un échauffement très fort puisse réduire la résistance à très peu, comme déjà M. Becquerel (¹) l'a démontré, l'échauffement par des courants faibles ne semble pas avoir beaucoup d'influence sur la résistance des gaz.

Quant aux variations de la résistance de l'air sous l'effet de la pression, nous voyons finalement que *la résistance de l'air croît avec la pression, mais un peu moins qu'en proportion de celle-ci.*

A cette question se rattache celle de la conductibilité du vide, c'est-à-dire de savoir si la résistance d'un gaz diminue constamment avec la pression. D'après mes résultats, on ne peut conclure autre chose si ce n'est qu'ils ne sont pas opposés ou mieux, que, dans leurs limites, ils concordent avec l'opinion d'Edlund et de divers autres physiciens, que le vide en lui-même est un bon conducteur.

Pour cette question également on doit bien observer les variations avec la pression de la résistance au passage sur les électrodes.

Si, par extrapolation, on calcule à l'aide des observations faites à diverses distances disruptives la valeur de la différence de potentiel entre les électrodes pour une distance nulle, la quantité obtenue donnera la valeur de la résistance au passage sur les électrodes. Nous avons fait cette opération graphiquement à l'aide des courbes tracées pour les observations directes. Ces courbes montrent comment aux distances disruptives données, la différence de potentiel entre les électrodes varie avec l'intensité du courant. Si l'on représente par la résistance au passage r_0 comme une fonction de l'intensité i du courant

$$r_0 = a + bi + ci^2 + \ldots$$

où a, b, c, ... sont des constantes dépendant de la qualité des

(¹) Becquerel, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XXXIX, p. 355; 1853.

électrodes et du gaz, et si r_0 est donné en volts et i en ampères, a indiquera aussi des volts et b des ohms. Les autres coefficients auraient d'autres dimensions que les unités électriques connues. Cependant, pour des pressions au-dessus de 1^{mm}, les courbes s'approchent assez d'être rectilignes pour qu'on puisse inscrire la résistance au passage comme une fonction linéaire de l'intensité du courant

$$r_0 = a + bi.$$

A $0^{mm},30$ de pression, au contraire, et au-dessous, les courbes forment un arc léger. Mais soit que l'échauffement des électrodes amoindrisse la résistance au passage, ou que d'autres circonstances déterminent cette courbure, on peut en tout cas indiquer approximativement la résistance au passage, ou plus strictement, la différence de potentiel causée par cette résistance, par une fonction linéaire de l'intensité du courant. Maintenant, si l'on veut exprimer la résistance au passage par des quantités constantes, on peut la considérer comme la somme d'un nombre de volts et d'un nombre d'ohms. Voici les résultats :

Résistance au passage sur les électrodes.

Pression.	Électrodes d'aluminium.					Électrodes de platine.				
mm										
0,090....	1150	volts	+	2200000	ohms	»			»	
0,125....	800	»	+	1500000	»	1380	volts	+	14700000	ohms
0,30.....	540	»	+	92000	»	650	»	+	6300000	»
1,73.....	360	»	+	0	»	380	»	+	860000	»
6,0.....	270	»	+	0	»	260	»	+	370000	»
11,6.....	280	»	+	0	»	265	»	+	136000	»
20,7.....	310	»	+	0	»	370	»	+	0	»
40,7.....	320	»	+	0	»	420	»	+	0	»
80,9.....	350	»	+	0	»	430	»	+	0	»

Pour les pressions à partir de 20^{mm}, *les choses se passent également sur les deux couples d'électrodes, c'est-à-dire que toute la résistance au passage peut être mesurée en volts, ce qui d'ailleurs, sur les électrodes d'aluminium, a lieu déjà à* $1^{mm},73$ *de pression. De plus, les valeurs de ces résistances ne sont guère différentes.*

Une inégalité entre elles peut donc être constatée aussi à ces

hautes pressions. A toutes les pressions, mais surtout au-dessus de 10^{mm}, il faut d'abord, pour introduire la décharge, une différence de potentiel entre les électrodes beaucoup plus grande que la différence de potentiel durant le passage même du courant; et cet effet est plus marqué dans le tube avec des électrodes d'aluminium que dans celui avec les pointes de platine. Plusieurs choses qui, durant le passage de l'électricité, n'ont plus d'influence, paraissent ainsi en avoir beaucoup sur la production d'une décharge; ce qui explique peut-être pourquoi dans les expériences d'électricité statique, où la question est de produire une décharge, la forme et la qualité des électrodes ont beaucoup d'influence.

Aux pressions au-dessous de $11^{mm},6$ *la résistance au passage est très variée sur les différentes électrodes, beaucoup plus grande sur les petites pointes de platine que sur les disques d'aluminium.* C'est surtout la partie mesurée en ohms qui diffère.

D'ailleurs, *aux basses pressions,* sur les deux couples d'électrodes, *la résistance au passage croît très vite avec la raréfaction du gaz.* Le terme mesuré en volts, peu différent pour les deux genres d'électrodes, passe par un minimum à une pression entre 6^{mm} et 11^{mm}. Si la pression s'élève, il croît lentement, mais si elle s'abaisse, il commence à croître assez vite, de sorte qu'à une pression de $0^{mm},05$ le courant de la pile employée ne passe plus par les tubes. C'est probablement cet accroissement de la résistance au passage sur les électrodes, et non la résistance propre du gaz, qui fait que, même avec les machines électriques puissantes, il est impossible de produire une décharge à travers un gaz fortement raréfié. Ainsi c'est peut-être la résistance aux électrodes qui a fait naître l'opinion que le vide parfait est un isolateur.

SÉANCE DU 21 MARS 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 7 mars est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. ADAM, Professeur au Lycée de Châteauroux.
CARIMEY, Professeur au Lycée de Besançon.
LAGRANGE (E.), Professeur à l'École Militaire de Bruxelles.
LANCELOT, Constructeur d'appareils d'Acoustique, à Paris.
PICART (A.), Constructeur d'instruments de précision, à Paris.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL donne lecture d'une Lettre de M. le Ministre de l'Instruction publique, annonçant que le Congrès des Sociétés savantes s'ouvrira le mardi 27 mai prochain, à 1 heure précise, à la Sorbonne, et que les travaux se poursuivront durant les journées des mercredi 28, jeudi 29 et vendredi 30 mai. Le samedi 31 mai sera consacré à la séance générale, qui sera présidée par M. le Ministre et se tiendra dans le grand amphithéâtre de la Sorbonne.

Les Membres de la Société qui désireraient prendre part à ce Congrès et profiter de la réduction accordée à cette occasion sont priés de vouloir bien adresser leur demande au Secrétaire général, rue Violet, 67, avant le 5 mai.

M. E. CARVALLO considère (pour simplifier) une onde plane *polarisée rectilignement dans un milieu isotrope très peu absorbant*. L'élongation n'a qu'une composante u; celle-ci dépend du temps t et d'une seule coordonnée x, normale au plan d'onde. Dans ces conditions, le principe généralement admis *par toutes les théories* (au moins comme approximation) est celui-ci :

L'équation du phénomène lumineux est linéaire, à coefficients constants relativement à t et x. Cette équation

$$(1) \qquad \frac{d^2 u}{dt^2} = A\frac{d^2 u}{dx^2} + \sum\left(K\frac{d^p u}{dx^q\, dt^{p-q}}\right),$$

réduite à ses termes principaux, qui sont les deux premiers, représenterait l'équation du mouvement dans le vide.

C'est son postulat. Il en résulte la formule de dispersion

$$(2) \qquad \frac{1}{n^2} = a + \sum(k\lambda^{-p+2}n^{q-2}),$$

où n est l'indice, λ la longueur d'onde, a, k des constantes. Les termes

de (2) correspondent à ceux de même rang dans (1). Les deux premiers termes, étant les principaux, servent à repérer les autres.

L'expérience montre que la formule (2) contient certainement un terme proportionnel à λ^2; pour ce terme, on a $p = 0$. Dans la formule (1), lui correspond un terme en u. C'est le *terme* de *Briot : il dépend seulement de l'élongation.* D'après les expériences que M. Carvallo a faites sur le spath, le coefficient c de ce terme $c\frac{\lambda^2}{n^2}$ a, pour le rayon ordinaire, une grande valeur c_0, constante pour toutes les positions du rayon lumineux. Pour le rayon extraordinaire, c croît de la valeur petite c_e à la valeur grande c_0, quand l'angle du rayon lumineux avec l'axe optique varie de 90° à 0°. Ces faits concordent avec la théorie de Fresnel, puisque la vibration ordinaire y demeure perpendiculaire à l'axe optique, tandis que la vibration extraordinaire se déplace depuis l'axe jusqu'à la position perpendiculaire. Ils sont contraires à la théorie de Neumann, qui suppose l'inverse. Si donc on admet le précédent postulat, qu'il semble bien difficile de contester et qui n'est guère que l'expression analytique des faits observés, on doit conclure que :

La vibration du rayon polarisé rectilignement est, conformément à l'hypothèse de Fresnel et contrairement à celle de Neumann, dans un azimut perpendiculaire au plan de polarisation.

Est-elle rigoureusement dans le plan de l'onde, comme le veut Fresnel? Fait-elle avec lui un petit angle, comme dans les théories de MM. Sarrau et Boussinesq? C'est un problème que permet d'aborder la méthode. Les expériences de M. Carvallo, sans être décisives, semblent donner raison aux dernières.

M. Dufet présente, au nom de M. Albert Duboscq, un appareil de Norremberg-Amici grand modèle disposé spécialement pour la projection.

Il est composé d'une longue tige verticale sur pied solide, le long de laquelle on peut faire mouvoir, à l'aide de pignons et d'une crémaillère, cinq supports portant les diverses pièces constitutives de l'appareil Norremberg.

1° En bas la glace argentée, réflecteur;

2° La glace blanche sans tain, polariseur, pouvant prendre toutes les inclinaisons et être fixée à 35°, angle de polarisation;

3° Une grande lentille de champ sur laquelle on place soit le support à cristaux, soit le système focus du microscope; cette lentille peut être enlevée ou laissée à volonté suivant qu'on projette en lumière parallèle ou en lumière convergente;

4° Le système oculaire de projection formé d'un revolver portant trois lentilles de différents foyers pour varier les grossissements, et au-dessus le tube recevant l'analyseur, soit prisme biréfringent ou nicol et enfin un prisme à réflexion totale (placé en dehors du champ polarisé) et destiné à rabattre la projection à angle droit et à la renvoyer sur l'écran.

Une loupe à court foyer dite *loupe de Norremberg* se place au-dessus de la glace réflecteur pour la projection en lumière convergente.

Enfin un système objectif de microscope se place au-dessus du grand condenseur portant le focus. Ce microscope est muni d'un micromètre dont l'image se projette sur l'écran, et d'un cadran divisé placé sur le côté de l'appareil, portant une pince permettant de mesurer l'angle formé par les axes des cristaux dans l'air et dans l'huile.

Une glace noire et une pile de glaces peuvent être placées en haut, en supprimant le prisme réflecteur, et servir d'analyseur.

Cet appareil, principalement destiné à l'enseignement, permet de montrer facilement, et avec des pièces détachées et bien visibles pour l'auditoire, tous les phénomènes de la polarisation, depuis les principes fondamentaux jusqu'aux expériences compliquées du microscope polarisant.

M. Albert Duboscq projette devant la Société : la polarisation par réflexion et par transmission à l'aide de la glace noire et la pile de glace analyseur; la double réfraction (analyseur biréfringent); la polarisation rotatoire du quartz, couleurs complémentaires d'Arago; la polarisation chromatique des lames minces cristallisées (analyseur Nicol), en lumière parallèle.

Les spirales d'Airy, les anneaux du spath (en lumière convergente, loupe de Norremberg).

Les cristaux bi-axes, aragonite, topaze, rapprochement des axes du gypse chauffé, mesure de l'angle des axes des cristaux (microscope polarisant.

Position de la vibration lumineuse déterminée par la dispersion dans les cristaux biréfringents (1); par M. E. Carvallo.

1. *Étudier l'influence de la dispersion de la lumière sur les lois de la double réfraction dans les cristaux,* tel est le but que je me suis proposé.

Démontrer l'hypothèse de Fresnel, contrairement à celle de Mac Cullagh et Neumann, sur la position de la vibration lumineuse d'un rayon polarisé rectilignement, voilà le résultat le plus saillant de mes recherches. Il semblait impossible à atteindre (2) tant qu'on s'est occupé seulement des termes princi-

---

(1) Pour plus de détails, *voir* ma Thèse : *Influence du terme de dispersion de Briot sur les lois de la double réfraction.*

(2) Lamé, *Élasticité* (2e édition), p. 329; M. Poincaré, *Théorie mathématique de la lumière,* p. 399 et 400.

paux de l'équation du mouvement lumineux. Il s'impose dès qu'on introduit les termes de dispersion, qui sont si loin d'être négligeables.

Observer les faits, poursuivre leurs conséquences en me dégageant des hypothèses particulières à chaque théorie pour m'aider seulement d'idées très générales, communes à toutes et qui s'imposent, c'est la méthode expérimentale que j'ai tenu à suivre. Elle est, je pense, de nature à entraîner la conviction de tous sur cette importante controverse.

2. *Postulatum.* — Pour simplifier le langage et les écritures, je considère *une onde plane polarisée rectilignement, dans un milieu isotrope peu absorbant.* L'élongation n'a qu'une composante u; celle-ci dépend du temps t et d'une seule coordonnée x normale au plan d'onde; enfin les trois équations du mouvement lumineux se réduisent à une seule. Dans ces conditions, le principe généralement admis (au moins comme approximation) est celui-ci :

L'équation du mouvement lumineux est linéaire, à coefficients constants relativement à t et x, et cette équation réduite à ses termes principaux devient

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = A \frac{d^2 u}{dx^2}, \tag{1}$$

qui est l'équation du mouvement dans le vide.

C'est mon postulatum. L'énoncé en est conforme à toutes les théories, même à celle de Helmholtz quand on suppose l'absorption très faible : cela suffit.

Cependant les points principaux de cet énoncé ne constituent pas des hypothèses, mais sont l'expression ou la conséquence des faits : l'équation est linéaire, c'est la conséquence nécessaire des phénomènes d'interférence; dire que les coefficients sont indépendants de t et x, c'est exprimer que le milieu est homogène et dans un état permanent.

L'absence de dispersion dans le vide exige que, dans ce cas, l'équation ne contienne que des dérivées de même ordre; l'existence de deux vitesses égales et de signe contraire ainsi que l'analogie avec les phénomènes acoustiques indiquent la forme (1).

3. *Formule de dispersion; terme de Briot.* — Soient, pour une radiation déterminée, n, λ, l, v, l'indice de réfraction, les longueurs d'onde, dans le vide et dans le milieu, la vitesse de la lumière dans le milieu. On a, pour cette radiation,

$$(2) \qquad u = \sin\frac{2\pi}{l}(x - vt), \qquad l = \frac{\lambda}{n}.$$

Je porte cette valeur de u dans l'équation simplifiée (1). Multipliant les deux membres de l'équation obtenue par $\frac{l^2}{4\pi^2}u$, il vient $v^2 = A$. D'ailleurs, l'indice de réfraction est le rapport des vitesses de la lumière dans le milieu et dans le vide; je suis conduit à diviser les deux membres par V^2, carré de la vitesse de la lumière dans le vide. J'obtiens ainsi, en désignant par a le rapport $\frac{A}{V^2}$,

$$(3) \qquad \frac{1}{n^2} = a.$$

Cette formule ne comporte pas de dispersion, puisqu'elle donne une valeur de n indépendante de λ.

Maintenant, *j'introduis dans l'équation différentielle* (1) *une dérivée d'ordre pair* $k\frac{d^p u}{dx^q\,dt^r}$.

La valeur de u portée dans l'équation (1) donne pour ce terme dans la formule (3), par un calcul analogue au précédent,

$$K(2\pi)^{p-2}V^{r-2}\lambda^{-p+2}n^{q-2},$$

terme en $\lambda^{-p+2}n^{q-2}$ dont le coefficient $k = K(2\pi)^{p-2}V^{r-2}$ ne diffère de K que par le facteur connu $(2\pi)^{p-2}V^{r-2}$.

Il en résulte dans la formule de dispersion un terme en $\lambda^{-p+2}n^{q-2}$.

Je n'introduirai pas dans l'équation (1) de terme d'ordre impair : ces termes sont incompatibles avec la propagation d'une vibration rectiligne inaltérée de période quelconque; ils donnent des phénomènes tels que l'absorption et la polarisation rotatoire, et leur petitesse fait qu'ils n'ont aucune influence sur la dispersion.

La méthode que nous avons suivie permet d'énoncer la réciproque de la proposition précédente, puisque à chaque terme de

l'équation différentielle correspond un terme de la formule de dispersion.

Si l'on est certain que la formule de dispersion, prise sous la forme $\frac{1}{n^2} = a + \ldots$, *contient un terme en* $\lambda^{-p+2} n^{q-2}$, *on peut affirmer que l'équation différentielle contient un terme en* $\frac{d^p u}{dx^q\, dt^r}$.

Le coefficient de ce terme pourra même être calculé au moyen du coefficient correspondant de la formule de dispersion.

Quand on cherche expérimentalement quel terme on doit introduire dans la formule de dispersion, on peut bien hésiter sur l'exposant de n, mais non sur celui qu'il faut attribuer à λ dont la variation est beaucoup plus rapide. Un terme en λ^{-2} s'impose, et l'on peut hésiter seulement entre les formes $\lambda^{-2} n^2$, $\lambda^{-2} n$, ..., $\lambda^{-2} n^{-2}$, lesquelles répondent aux dérivées du quatrième ordre $\frac{d^4 u}{dx^4}$, $\frac{d^4 u}{dx^3\, dt}$, ..., $\frac{d^4 u}{dt^4}$. D'autre part, *l'étude des radiations calorifiques montre* (1) *la nécessité d'un terme en* λ^2. Celui-ci répond à une dérivée d'ordre zéro, c'est-à-dire à un terme en u; il n'y a donc pas à hésiter ici : *ce terme est nécessairement de la forme*

$$c\lambda^{-2} n^2 = cl^2.$$

C'est le *terme de Briot* qui a été contesté tant qu'on s'est borné au spectre visible. La nécessité de ce terme a été démontrée pour la première fois par M. Mouton (2) de la façon la plus complète et confirmée par les expériences de M. Langley (3) sur le sel gemme, comme je l'ai montré.

4. *Hypothèses de Fresnel et de Mac Cullagh.* — En appliquant la méthode de Cauchy aux nombres de M. Mascart (4) re-

---

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII; avril 1889. *Voir* aussi au sujet de la nécessité des termes en λ^{-2} et en λ^2 les *fig.* 2 et 3.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 967, 1078, 1189; 1879.

(3) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. IX; 1886.

(4) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LVII.

latifs au spath d'Islande, j'ai obtenu, pour les coefficients de la formule de dispersion, $\frac{1}{n^2} = cl^2 + a + bl^{-2} + dl^{-4}\ldots$, les résultats que voici :

	c.	a.	b.
Rayon extraordinaire...	»	+0,45800	—0,00086
» ordinaire.....	+0,00346	+0,37138	—0,001037

Portons notre attention sur le coefficient c qui, nous l'avons vu, a par la certitude de sa signification une grande importance théorique. Pour le rayon extraordinaire, sa valeur c_e est tellement petite que les observations de M. Mascart ne permettent pas de la déterminer. Au contraire, pour le rayon ordinaire, ce terme a la valeur notable $c_o = +0,00346$.

Étudions les conséquences de cette remarque, en nous rappelant que, dans la détermination des indices principaux, le plan de l'onde passe par l'axe du cristal, le prisme ayant ses arêtes parallèles à l'axe.

Soient [1] Oz l'axe du spath, Ox et Oy deux axes perpendiculaires entre eux et à Oz. Faisons arriver une onde plane parallèle à xOz.

I. *Système de Fresnel.* — Dans ce système, la vibration du rayon extraordinaire est dirigée suivant Oz; celle du rayon ordinaire, suivant Ox. Dès lors, la réaction proportionnelle à l'écart est sensiblement nulle pour une élongation parallèle à Oz, puisque c_e est insensible ; elle a une valeur notable correspondant à c_o pour toute élongation parallèle à Ox, et par suite aussi pour toute élongation située dans le plan xOy. Si l'on fait tourner le plan d'onde autour de Ox, depuis xOz jusqu'à xOy, la vibration ordinaire demeure suivant Ox; la réaction proportionnelle à l'écart ne change donc pas, et, par suite, le coefficient de dispersion relatif au rayon ordinaire conserve la valeur c_o pour toutes les directions d'ondes planes. Au contraire, pour le rayon extraordinaire, la vibration se déplace de Oz à Oy et le coefficient c doit croître de c_e à c_o.

---

[1] Le lecteur est prié de faire la figure.

II. *Système de Mac Cullagh.* — Pour l'onde plane xOz, ce système suppose que la vibration du rayon extraordinaire est dirigée suivant Ox, celle du rayon ordinaire suivant Oz. Dès lors, le coefficient c a une valeur notable c_o pour une vibration parallèle à Oz; il a la valeur sensiblement nulle c_e pour une vibration parallèle à Ox et, par suite, pour toute vibration située dans le plan xOy. Si l'on fait tourner le plan d'onde autour de Ox de xOz à xOy, la vibration ordinaire tournera de Oz à Oy; donc pour ce rayon ordinaire c décroîtra de c_o à c_e. Au contraire, la vibration extraordinaire demeurant suivant Ox, le coefficient c conservera pour le rayon extraordinaire la valeur insensible c_e.

En résumé, *si l'hypothèse de Fresnel est vraie, le coefficient c relatif au rayon ordinaire aura la valeur constante c_o, quelle que soit l'onde plane considérée; il croîtra de c_e à c_o pour le rayon extraordinaire. Au contraire, dans le système de Mac Cullagh, le coefficient c relatif au rayon extraordinaire conservera la valeur insensible c_e; pour le rayon ordinaire, il décroîtra de c_o à c_e.*

A ces conclusions nettement contradictoires, *l'expérience répond d'une façon aussi nette,* comme on verra plus loin. *Elle donne raison à Fresnel.*

5. Ces considérations géométriques ont le double avantage d'être intuitives et très générales, n'attribuant pas une forme particulière aux équations de la lumière. Il y a plus, si le langage suppose élongation et force, ce n'est là qu'une fiction commode; en réalité, le raisonnement est général et s'applique à toute autre hypothèse sur la nature de la lumière, pourvu qu'on admette le principe du n° 2, relatif à l'équation différentielle du phénomène lumineux.

A défaut de l'expérience célèbre de Fresnel et Arago dans laquelle *deux rayons polarisés et sensiblement parallèles interfèrent si les plans de polarisation sont parallèles et n'interfèrent pas s'ils sont perpendiculaires,* la méthode du n° 3 permettrait d'arriver aux mêmes conséquences, à savoir que :

1° *La vibration lumineuse est transversale;*

2° *Elle est, ou dans le plan de polarisation, ou perpendiculaire à ce plan.*

Comme on vient de voir, la démonstration du n° 3 va plus loin et lève le doute que laissait cette mémorable expérience : *La vibration est perpendiculaire au plan de polarisation.*

6. Il est bien clair que les énoncés précédents, malgré la rigueur de leurs termes, n'excluent pas l'*à-peu-près*. Il est permis de supposer que la vibration s'écarte légèrement de la position assignée par eux, assez faiblement pour que cet écart n'ait pas d'effet observable. Il y a donc lieu de comparer la théorie de Fresnel qui suppose la vibration rigoureusement transversale avec celles qui s'en rapprochent, comme celles de Cauchy, Briot et Maxwell, MM. Sarrau et Boussinesq, où la vibration sort légèrement du plan d'onde.

Soient

c la réaction de Briot pour un déplacement égal à 1 suivant Oy (*fig.* 1);
c' la réaction de Briot pour un déplacement égal à 1 suivant Oz;
ON la normale au plan d'onde, située dans le plan yOz;
θ l'angle que fait cette normale avec l'axe optique Oz;
OI l'élongation rigoureusement transversale et égale à 1.

Je décompose OI suivant Oy et Oz en deux composantes

$$OK = \cos\theta, \qquad OL = \sin\theta.$$

Ces composantes donnent lieu aux forces

$$c\cos\theta \text{ suivant } Oy, \quad c'\sin\theta \text{ suivant } Oz,$$

dont les composantes efficaces, dirigées suivant OI, sont

$$c\cos^2\theta \quad \text{et} \quad c'\sin^2\theta.$$

Le terme de dispersion de Briot sera donc, quelles que soient les réactions élastiques de l'éther,

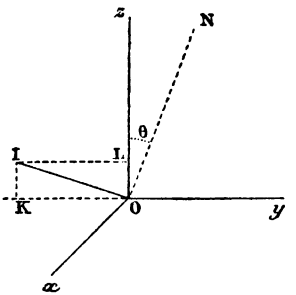
$$(c\cos^2\theta + c'\sin^2\theta)\,l^2.$$

Si la vibration n'est pas rigoureusement transversale et fait avec le plan de l'onde un angle constant ω, compté positivement quand la vibration se rapproche de l'axe Oz, on trouve de même, pour le terme de Briot,

$$[c\cos^2(\theta+\omega) + c'\sin^2(\theta+\omega)]\,l^2.$$

Si l'on connaît c, c', θ et la valeur numérique du coefficient de l^2, on peut, jusqu'à un certain point, en déduire ω regardé comme indépendant de λ. Ainsi, sans admettre d'autre idée préconçue que le principe fondamental adopté (n° 2), on peut, par l'étude expérimentale du terme de Briot, non seulement savoir si la vibration est dans le plan de l'onde, mais encore mesurer jusqu'à un

Fig. 1.



certain point l'angle qu'elle fait avec ce plan. Ce dernier résultat est, il est vrai, moins certain, car l'angle ω peut varier un peu quand on passe d'une radiation à une autre, et il convient d'examiner chaque théorie par le calcul. On trouvera cette discussion analytique dans ma thèse.

7. *Vérification expérimentale des théories précédentes.* — Mes observations, je dois le dire, ne permettent pas de résoudre cet important problème de la transversalité rigoureuse des vibrations, laquelle équivaut, comme on sait, à l'incompressibilité de l'éther; mais elles touchent de bien près à la solution, et je ne doute pas que celle-ci ne puisse être atteinte par des moyens supérieurs à ceux dont j'ai pu disposer. Donc je m'abstiendrai de conclure sur ce point, pour m'attacher seulement aux hypothèses de Fresnel et de Mac Cullagh et Neumann.

Tout d'abord, il faut assurer la base de l'analyse précédente par une bonne détermination des coefficients de dispersion c relatifs aux deux indices principaux. Les valeurs déduites des nombres de M. Mascart n'ont pas une précision suffisante. Cette base, solidement posée, je rappelle les conclusions à vérifier. Dans l'*hypothèse de Fresnel,* le coefficient du terme de Briot a la valeur

constante c_0 pour le rayon ordinaire; ce coefficient augmente de c_e à c_0 pour le rayon extraordinaire quand l'angle de l'onde plane avec l'axe croît de o à $\frac{\pi}{2}$. Dans le *système de Neumann,* c'est l'inverse: constant pour le rayon extraordinaire, il décroît de c_0 à c_e pour le rayon ordinaire.

Les grandes longueurs d'onde influent le plus sur le terme de dispersion de Briot: dans le spectre ultra-violet, ce terme est négligeable; dans le spectre visible il est sensible, pour devenir prépondérant dans le spectre infra-rouge. Les courbes (1) montrent ces faits avec évidence. J'ai donc borné à ces deux dernières régions du spectre mes recherches qui, à cet égard, se divisent en deux parties:

1° Observations des raies de Fraunhofer; elles ont été faites au laboratoire de M. Cornu avec le grand goniomètre de MM. Brunner.

2° Observations des radiations calorifiques par la méthode de M. Mouton, exécutées au laboratoire d'enseignement de M. Bouty.

La précision des pointés est dix fois plus forte dans le premier cas que dans le second; de là la nécessité, pour les premières observations, d'une étude minutieuse des erreurs systématiques; cette étude devient à peu près inutile dans le second cas. On la trouvera développée dans ma thèse. Je donnerai seulement ici les résultats.

8. *Formules de dispersion pour les indices principaux du spath.* — Avec mes nombres, pour la partie calorifique du spectre ($\lambda = 2^{\mu},15$ à $1^{\mu},08$) et pour la partie visible (A à H); puis avec ceux de M. Cornu (2) et de M. Sarasin (3) pour la partie ultraviolette, j'ai calculé les coefficients de la formule

$$\frac{1}{n^2} = cl^2 + a + bl^{-2} + dl^{-4}.$$

J'ai obtenu

	c.	*a.*	*b.*	*d.*
Rayon ordinaire.....	+0,00470	+0,457780	—0,001011	—0,00000050
Rayon extraordinaire.	+0,00098	+0,457780	—0,000840	—0,00000084

(1) *Voir* la *fig.* 2.

(2) *Spectre normal du Soleil* (*Annales de l'École Normale,* 2e série, t. X).

(3) *Journal de Physique,* 2e série, t. II, 1883.

Le Tableau I offre la comparaison de n observé et n calculé. La partie ultra-violette étant très encombrante et de peu d'intérêt dans notre démonstration, j'en donne seulement trois radiations.

I. — *Dispersion des indices principaux du spath.*

		Rayon ordinaire.			Rayon extraordinaire.		
	λ.	n obs.	n calc.	Différ. O. — C.	n obs.	n calc.	Différ. O. — C.
	μ 2,15	»	»	»	1,4753.	1,4753.	0.
	1,98	1,6279.	1,6279.	0.	»	»	»
	1,77	»	»	»	1,4766.	1,4767.	— 1
	1,54	1,6350.	1,6350.	0.	»	»	»
	1,45	1,6361.	1,6363.	—2.	1,4779.	1,4779.	0.
	1,22	1,6403.	1,6399.	+4.	»	»	»
	1,08	1,6424.	1,6423.	+1.	1,4799.	1,4797.	+2.
A....	0,76040	1,65006	1,65003	+ 3	1,48275	1,48277	— 2
B.....	0,68674	1,65293	1,65293	0	1,48406	1,48405	+ 1
D.....	0,58920	1,65840	1,65837	+ 3	1,48653	1,48650	+ 3
F.....	0,48607	1,66786	1,66783	+ 3	1,49091	1,49087	+ 4
G'....	0,43256	1,67581	1,67578	+ 3	1,49454	1,49451	+ 3
H ...	0,39672	1,68321	1,68318	+ 3	1,49788	1,49788	0
Cd. 9....	0,36090	1,69325	1,69325	0	1,50228	1,50240	—12
Cd. 17....	0,27467	1,74151	1,74139	+12	1,52276	1,52283	— 7
Cd. 26....	0,21441	1,84580	1,84598	—18	1,55993	1,55997	— 4

9. *Vérification relative au rayon ordinaire.* — J'ai observé à travers les trois angles d'un prisme équilatéral ABC taillé de façon que l'axe cristallographique soit, dans le plan de la section droite, la bissectrice de l'angle A. De cette façon, le rayon lumineux était perpendiculaire à l'axe pour l'angle A, puis occupait, dans les angles B et C, deux positions symétriques faisant avec l'axe des angles de 30°. Le Tableau II contient les résultats trouvés :

II. — *Constance de l'indice du rayon ordinaire.*

	1μ,54.	A.	B.	D.	F.	G'.	H.
A.....	1,6350	1,650054	1,65292	1,658398	1,66788	1,67582	1,683205
B.....	1,6350	061	92	398	87	79	228
C.....	»	057	96	390	83	83	209
Moy..	1,6350	1,650057	1,652933	1,658395	1,667860	1,675813	1,683214

On le voit, les écarts entre les trois valeurs de chaque indice sont certainement dus aux erreurs d'observation. Dans le spectre visible, la valeur de l'indice trouvée par l'angle A coïncide à une unité près de l'ordre du cinquième chiffre décimal, soit avec la moyenne des valeurs trouvées par les angles B et C, soit avec l'une de ces valeurs. La conclusion est donc incontestable :

A l'approximation des expériences, l'indice ordinaire est indépendant de l'azimut du rayon lumineux dans toute l'étendue du spectre calorifique et du spectre visible.

Il en résulte que les coefficients de la formule de dispersion sont constants ; en particulier, le coefficient c du terme de Briot a la valeur constante c_0 pour le rayon ordinaire. Les expériences de Swan [1], très précises, mais relatives seulement à la raie D, sont d'accord avec ce résultat. Il en est de même d'une série d'expériences que j'ai faites à Rennes, au laboratoire de M. Gripon, et dans lesquelles j'ai observé aussi à 60° et à 0° de l'axe. Malheureusement, je ne connaissais pas alors les beaux travaux de M. Cornu et mes nombres sont entachés d'erreurs systématiques dues à la courbure des faces, qui était considérable. Ils ne méritent pas la publicité, mais ils suffisent pour la démonstration actuelle.

10. *Vérification relative au rayon extraordinaire.* — L'observation de ce rayon à travers les angles B et C du même prisme conduit, pour la formule de dispersion, aux valeurs

$$c = +0{,}0037, \quad a = +0{,}392734, \quad b = -0{,}000985, \quad d = -0{,}0000006.$$

Le Tableau III donne les valeurs de n observées et calculées :

---

[1] *Edimb. Trans.*, t. XVI, p. 375.

III. — *Rayon extraordinaire à 30° de l'axe.*

	n observé.		
	Angle B.	Angle C.	*n* calculé.
μ 1,98.....	1,5854	»	1,5855
1,44.....	1,5908	»	1,5909
A.....	1,60300	1,60299	1,60298
B.....	1,60533	1,60537	1,60537
D.....	1,60990	1,60990	1,60990
F.....	1,61776	1,61781	1,61778
G'.....	1,62433	1,62440	1,62438
H.....	1,63049	1,63051	1,63051

La concordance entre ces nombres est, on le voit, très bonne. Rappelons d'ailleurs que les deux rayons réfractés coïncident quand le rayon lumineux est dirigé suivant l'axe optique du cristal. D'après cela et d'après les résultats précédents, *si le rayon extraordinaire fait avec l'axe successivement les angles* 0°, 30° *et* 90°, *le coefficient c du terme de Briot prend les valeurs :*

A 0°.....	$c_0 = +0,00470$	(n° 8)
A 30°.....	$c_{30} = +0,00370$	(n° 10)
A 90°.....	$c_e = +0,00098$	(n° 8)

11. *Résumé; discussion numérique et graphique.* — En résumé, *le coefficient c a la valeur constante* c_0 *pour le rayon ordinaire. Pour le rayon extraordinaire, il croît de* c_e *à* c_0, *quand l'angle de l'onde plane avec l'axe croît de* 0° *à* 90°.

Ces conclusions sont conformes à l'hypothèse de Fresnel et contraires à celle de Mac Cullagh et Neumann. Quelle est donc leur certitude? C'est ce que nous allons examiner. Voici les valeurs de cl^2 qui résulteraient, pour le rayon ordinaire, dans l'hypothèse de Neumann, des valeurs du coefficient c, quand l'angle du rayon lumineux avec l'axe est 90°, 30° et 0° :

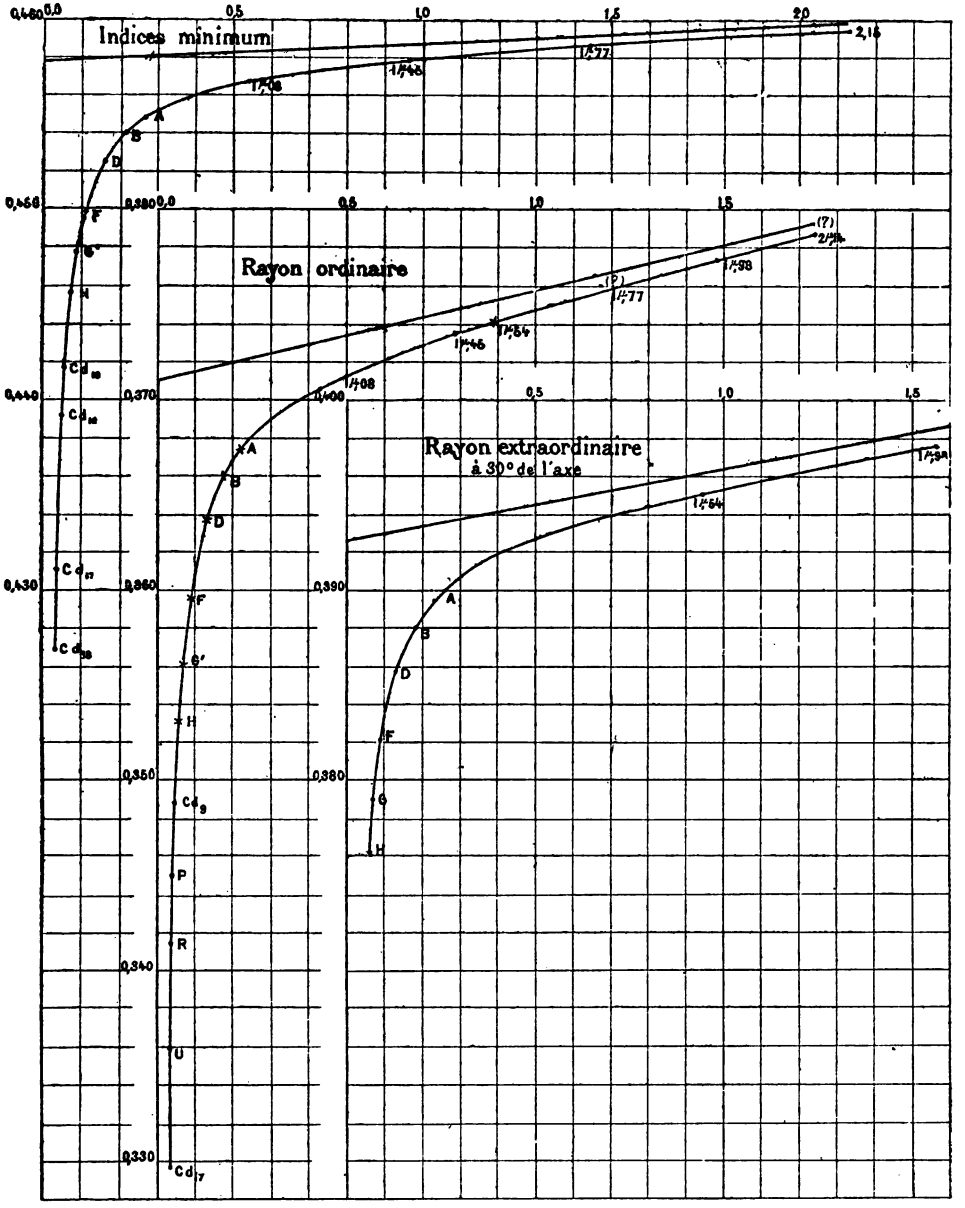
	A 90°, $c_0 l^2$.	A 30°, $c_{30} l^2$.	A 0°, $c_e l^2$.
μ 1,98.....	+ 0,00698	+ 0,00550	+ 0,00145
1,54.....	417	328	87
A.....	100	78	21
D.....	59	47	12
H.....	26	20	5

Il en résulterait une variation énorme de l'indice, environ double de la variation de $\frac{1}{n^2}$. Cette variation affecterait donc le deuxième chiffre décimal pour la raie $1^{\mu},98$, le troisième pour la raie A. Mes expériences répondent catégoriquement qu'il n'en est pas ainsi, mais que l'indice du rayon ordinaire est constant, conformément à l'hypothèse de Fresnel.

La preuve fournie par le rayon extraordinaire n'est pas moins catégorique. Dans l'hypothèse de Neumann, le coefficient c devrait conserver la valeur c_e; dans celle de Fresnel, il doit prendre successivement les valeurs c_e, c_{30}, c_o quand l'angle que le rayon fait avec l'axe prend les valeurs 90°, 30°, 0°. Il en résulte dans les deux hypothèses des valeurs de cl^2 dont les différences sont du même ordre que pour le rayon ordinaire. Ici encore, l'expérience donne raison à Fresnel d'une façon absolue.

La discussion numérique, que je n'ai pas voulu négliger, parce qu'elle présente toujours l'intérêt de la précision, n'est même pas nécessaire à la démonstration. Les tracés graphiques (*fig.* 2) suffisent en raison de la netteté des faits. La valeur de c est en effet le coefficient angulaire de l'asymptote non verticale de la courbe $\frac{1}{n^2} = f(l^2)$. A l'échelle du dessin, les erreurs d'observation sont inappréciables. La courbe de l'indice ordinaire est toujours la courbe du milieu (rayon ordinaire), pour toutes les positions du rayon lumineux. Pour le rayon extraordinaire, on obtient successivement cette courbe du milieu, la courbe inférieure et la courbe supérieure, quand l'angle du rayon lumineux avec l'axe est successivement 0°, 30°, 90°. Ces courbes montrent avec évidence notre conclusion : *le coefficient angulaire c a la valeur constante c_o pour le rayon ordinaire; il décroît de c_o à c_e pour le rayon extraordinaire.*

Fig. 2.


Indices minimum
Rayon ordinaire
Rayon extraordinaire
à 30° de l'axe
0,460
0,450
0,440
0,430
0,380
0,370
0,360
0,350
0,340
0,330
0,400
0,390
0,380
0,0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,15
1μ,77
1μ,45
1μ,08
1μ,98
1μ,54
(?)
A
B
D
F
G
H
G'
P
R
U
Cd₁₀
Cd₁₂
Cd₁₇
Cd₁₈
Cd₉
Cd₇

SÉANCE ANNUELLE.

—

RÉUNION DES MARDI 8 AVRIL ET MERCREDI 9 AVRIL 1890

à 8 heures très précises du soir.

Machine à vapeur de MM. **Weyher** et **Richemond**.

Éclairage électrique des salles par la **Cie continentale Edison.**

Régulateur de champ (nouveau modèle). — Régulateur automatique. — Commutateur à deux directions, 400 ampères. — Indicateur de marche. — Interrupteur rapide. — Éléments de tableau de distribution pour arcs : Interrupteur rapide, Indicateur de marche. — Résistance. — Plomb fusible. — Moteurs de 75^{kgm}, 50^{kgm}, 25^{kgm} et 3^{kgm}.....	**Cie continentale Edison.**
Nouveaux modèles de piles légères.....	M. le commandant **Ch. Renard.**
Balances apériodiques à lecture directe des derniers poids. — Condensateur absolu à anneau de garde. — Électromètre à bilame de quartz.....	M. **Pierre Curie.**
Électromètre astatique permettant de mesurer le travail...	MM. **Blondlot** et **P. Curie.**
Méthode de lecture des appareils à réflexion.....	M. **Drouin.**
Mur théorique pour la conductibilité thermique du mercure.....	M. **A. Berget.**
Nouveau modèle d'électromètre capillaire.....	M. **Lippmann.**
Étuves auto-régulatrices entièrement métalliques pour bactériologie et recherches physiques. — Régulateurs indépendants pour les mêmes usages. — Galvanomètre universel apériodique pour recherches, mesures et démonstrations. — Galvanomètre à grandes déviations (180°) gradué en miliampères pour électrothérapie. — Galvanomètre à circuit mobile de grande sensibilité. — Spectrophotomètre différentiel sans polarisation. — Spectrocolorimètre pour l'analyse et le dosage des matières colorantes. — Petit appareil pour photographier le spectre du sang, nouvelles bandes d'absorption de l'hémoglobine. — Saccharimètre ordinaire disposé pour la vérification et le tarage des ampèremètres. — Horloge simple pour enregistreur photographique.....	M. **d'Arsonval.**
Nouveaux modèles de balance de laboratoire.....	M. **Deleuil.**
Médimarémètre et ses accessoires. — Appareil démonstratif du principe fondamental.....	M. **Lallemand.**

Électrolyse de l'eau..... MM. **Violle** et **Chassagny**.

Ampèremètres à cadran et enregistreur. — Voltmètres à cadran et enregistreur. — Anémocinémographe inscrivant la vitesse du vent en mètres par seconde (appareil de l'observatoire météorologique de la tour Eiffel). — Transmetteur à distance des mouvements d'un axe avec récepteur enregistreur (3 fils). — Cinémographe ou enregistreur de vitesse pour machines. — Cylindre enregistreur à vitesse variable. — Hygromètre enregistreur à cheveu à cames de correction. Régulateur isochrone pour émissions de contacts électriques variables et multiples. — Nouveau planimètre à totalisation absolue. — Divers enregistreurs..... MM. **Richard** frères.

Expériences sur l'achromatisme des interférences. — Expériences de polarisation chromatique faites avec l'appareil de projection de M. **Werlein**..... M. **Mascart**.

Photopolarimètre de M. **Cornu** modifié pour observations de jour et de nuit. — Chambre pour photographie spectrale (M. **Cornu**). — Appareil de M. **Mascart** pour montrer simultanément en projection les franges d'Herschel par transmission et réflexion. — Réfracteur interférentiel de M. **Mascart**. — Diasporamètre de **Govi**. — Couleurs latentes des corps. — Appareil à tourmalines pour interférence des rayons polarisés (M. **Le Roux**). — Spectrocolorimètre de M. **d'Arsonval**. — Spectrophotomètre différentiel de M. **d'Arsonval**. — Spectrophotomètre de M. **Violle**. — Spectroscope binoculaire (**Ph. Pellin**) pour observation simultanée par deux personnes. — Colorimètre polarisant avec série de quartz de diverses épaisseurs. — Photomètre portatif de M. **Mascart**, modifié par le général **Sebert**, servant à la mesure du temps de pose en Photographie. — Lampes à acétate d'amyle, modèle de M. le général **Sebert**. — Appareil pour photographier les spectres (M. **Yvon**). — Appareil pour photographie spectrale de M. **Deslandres**. — Réseaux **Rowland**. — Appareil pour montrer en projection l'astigmatisme et le moyen de le corriger (Modèle des travaux pratiques, École de Médecine, Paris). — Appareil pour éclairage micrographique de M. le Dr **Roux**. — Séries d'expériences. — Raies des métaux dans l'arc électrique, dispositif de M. **Cornu**. — Appareil pour projeter à la lumière oxhydrique le renversement de la raie D. — Projection des cristaux à 1 et 2 axes, assemblage de cristaux..... M. **Ph. Pellin** (maison **J. Duboscq**).

Appareil pour l'étude des thermomètres à mercure construits pour le laboratoire d'Enseignement de la Sorbonne. M. **Huetz**.

Appareil pour l'étude du frottement des liquides ..... M. **Couette**.

Appareil chronophotographique à six chambres permettant d'obtenir les photographies d'un objet en mouvement prises à des intervalles régulièrement espacés réglables à volonté. — Appareil pour mesurer la durée du fonctionnement des obturateurs photographiques. — Effets du choc des projectiles à avant aplatis contre des plaques minces. — Projectile enregistreur de 24^{cm} pour mesurer la valeur de la résistance de l'air dans le voisinage de la bouche à feu. — Diapason donnant mille vibrations par seconde. — Photographies d'éclairs..... M. le général **Sebert**.

Magnétomètre et balance. — Appareil Poitevin pour la recomposition de la lumière. — Appareil pour montrer en projection l'expérience de M. Lippmann. — Hygromètre à condensation de M. **Sire**..... **M. Demichel.**

Appareil de Norremberg. — Microscope polarisant de projection. — Oléoréfractomètre de MM. **Amagat** et **F. Jean.** **M. Albert Duboscq.**

Système permettant de remplacer les robinets dans les appareils à faire le vide..... **M. de Romilly.**

Pondérateur **V. Serrin.** Modèle d'essai. Principe..... **M. V. Serrin.**

Pile à bichromate de six éléments construite par M. **Noé.** — Eudiomètre, support d'eudiomètre. — Appareil de Bunsen pour la préparation du gaz de la pile. — Appareil de M. **N. Gréhant,** servant à mesurer la pression exercée par certaines graines placées dans un courant d'eau. — Expérience préparée avec des graines de lupin. (Pression de 10 à 11 atmosphères). — Trompe soufflante à jet intermittent de **Francis Gréhant** permettant d'injecter de l'air dans l'eau à une profondeur de plusieurs mètres..... **M. Gréhant.**

Appareil pour contrôler la planéité d'une surface. — Appareil pour contrôler et exécuter deux surfaces parallèles. — Appareil pour contrôler et exécuter deux surfaces perpendiculaires. — Cercle divisé, appareil de cabinet pour contrôler deux surfaces faisant un angle quelconque. — Goniomètre d'atelier pour exécuter deux surfaces faisant un angle quelconque. — Appareil pour redresser ou centrer les objectifs, les lentilles; comparateur différentiel. — Appareil servant à contrôler et à centrer un système optique composé, prismes de Wollaston, par exemple, etc. — Lunettes autocollimatrices permettant d'apprécier d'un seul coup d'œil : 1° le parallélisme de deux surfaces planes et la qualité des surfaces; 2° dans un prisme à 60° ou à 90°, de voir si les angles sont exacts, si les surfaces sont perpendiculaires à un même plan, et la qualité des surfaces. — Équerre optique pour déterminer le 90e degré. — Équerre optique à angle dièdre variable. — Types en verre de 45°, 60° et 90° à 5″ près. — Procédé pour l'exécu-

tion des tubes de verre à faces parallèles. — Focomètres **Laurent**. — (On mesure avec précision : les foyers des lentilles convergentes et divergentes; les rayons de courbure convexes ou concaves, soit sphériques, soit cylindriques, de zéro à l'infini. On estime la quantité des surfaces; l'opticien suit, en le corrigeant, le travail des surfaces courbes). — Modèle ordinaire, permettant de mesurer directement jusqu'à 1m de foyer. — Grand modèle, permettant de mesurer directement jusqu'à 2m de foyer. — Colorimètre perfectionné. — Spectroscope à grande dispersion système de M. **Wolf**..... **M. Laurent.**

Appareil à caléfaction..... **M. Gossart.**

Appareil destiné à la comparaison de la densité des liquides et de leurs vapeurs saturées, à la température critique... **MM. Cailletet** et **Colardeau.**

Manomètre à écrasement pour les essais des explosifs de MM. **Sarrau et Vieille**..... **M. Dumoulin-Froment.**

Grand analyseur universel du timbre. — Grand diapason donnant la limite des sons perceptibles graves de 16v à 50v simples. — Timbre de Savart (appareils construits pour M. le professeur Eccher, de Florence); série de treize diapasons gamme tempérée sur le la_3 (870v)..... **M. Lancelot.**

Quelques expériences sur les ondulations électriques qu'on peut aisément répéter à l'aide des machines dites *électrostatiques*..... **M. R. Arnoux.**

Galvanomètre **Deprez-d'Arsonval** différentiel. — Galvanomètre **Deprez-d'Arsonval** à microscope. — Galvanomètre **Deprez-d'Arsonval** balistique. — Galvanomètre **Deprez** à microscope. — Galvanomètre **d'Arsonval** gradué en milliampères. — Électromètre à bilame de quartz de MM. **J.** et **P. Curie**. — Nouvelle boîte de résistance pour mesures industrielles. — Un mégohm divisé en dix résistances de 10000 ohms. — Une décade d'étalons de l'ohm. — Appareil pour déterminer rapidement la conductibilité des barreaux de cuivre. — Nouveau dispositif d'installation des appareils à miroir. — Pyromètre électrique de M. **Le Châtelier**. — Enregistreur de la vitesse des trains de M. **Sabouret**. — Bobine d'inflammation pour moteurs à gaz..... **M. J. Carpentier.**

Nouveau sphygmographe..... **M. Reuille.**

Carte magnétique dressée par..... **M. Th. Moureaux.**

Hygromètre à condensation..... **M. Henri Dufour.**

Flamme à nœuds..... **M. Neyreneuf.**

Expériences de rotations électromagnétiques de MM. **De Fonvielle** et **Lontin**, appareil construit par M. **Ducretet**. **De Fonvielle.**

Grande machine de **Wimshurst** à 12 plateaux de $0^m,75$ de diamètre. — Expériences diverses. — Trembleur rapide de **E. Ducretet**, indépendant, applicable à toutes les bobines de Ruhmkorff; servant aux expériences de Hertz. — Combinateur de **E. Ducretet** pour signaux électriques employés dans la Marine. — Lunette pyrométrique de MM. **Mesuré** et **Nouel** pour l'évaluation rapide de la température des corps incandescents. — Machine magnéto-électrique portative, type de l'artillerie; pour appareils explorateurs de l'intérieur des bouches à feu et des projectiles, servant aussi à l'inflammation des étoupilles électriques (type E. D.). — Thermomètre à transmission électrique à distance, de **Schubard**; il fait connaître à toute distance la température donnée par le thermomètre placé dans un endroit inaccessible. — Répulsions et rotations électrodynamiques; expériences de M. **Elihu Thomson**, répétées par **E. Ducretet**, avec une machine de laboratoire, à bras, à courants alternatifs. — Conjoncteur-disjoncteur industriel pour la charge des accumulateurs, par M. **Ch. Fery**..... **M. E. Ducretet.**

Lunette équatoriale. — Télescope Foucault. — Nouveau spectroscope modifié. — Hématoscope du Dr **Henocque**. — Ophtalmomètre de MM. **Leroy** et **Dubois**. — Divers prismes en flint et crown..... **M. E. Lutz.**

Goniomètre universel grand modèle de **A. Picart**, pour la mesure des angles des cristaux et l'indice de réfraction avec appareil à centrage. — Goniomètre de Wollaston grand modèle, modifié par M. **Mallard** avec système d'appareil à centrage pour la mesure des angles des cristaux et l'indice de réfraction, modèle accompagné d'un collimateur système de M. Mallard. — Même modèle plus petit accompagné de son collimateur. — Goniomètre de Wollaston modifié par M. **Mallard**, avec collimateur incliné à 45°; disposition de M. **Wyrouboff**. — Spectroscope petit modèle de **A. Picart**, s'inclinant de l'horizontale à la verticale. Ce spectroscope est à trois lunettes dont une avec micromètre transparent. — Divers modèles de règles à calculs avec nouvelle instruction de M. **Victor Yot**..... **M. A. Picart.**

Machines dynamo-électriques de démonstration. — Machine statique actionnée par un moteur électrique. — Auxanoscope ou appareil de projection des corps opaques et transparents (cassures de l'acier). — Piles légères pour la navigation aérienne. — Flambeau figurant dans *Ascanio*. — Appareils électro-médicaux..... **M. G. Trouvé**

Indicateur du travail des machines à vapeur et autres.... **M. Lefebvre.**

Appareil à mesurer la résistance des paratonnerres. — Pont de Wheatstone à curseur à divisions en spirale. — Galvanomètre médical. — Audiomètre..... **G. Gaiffe.**

Mesure des tensions superficielles dans les liquides en caléfaction (méthode des larges gouttes) [1];

Par M. Émile Gossart.

On sait qu'une goutte de mercure très large, posée sur un plan de verre, donne la tension superficielle de ce liquide ou sa première constante capillaire, $a^2 = \frac{2f}{d}$, par la mesure de sa plus grande épaisseur, $e = 2\sqrt{\frac{f}{d}} \cos \frac{\theta}{2}$, θ étant l'angle de raccordement.

Or, si l'on compare à cette goutte de mercure une goutte d'un liquide quelconque projeté sur une plaque métallique bien chaude (liquide en caléfaction), on est conduit naturellement aux remarques suivantes :

1° Le phénomène de caléfaction constitue un cas particulier des phénomènes capillaires, car l'aspect et la forme des deux gouttes sont et doivent être les mêmes.

2° La goutte caléfiée doit même présenter certaines particularités avantageuses. D'abord, elle peut être regardée comme soutenue à distance finie au-dessus de la plaque chaude par une couche de vapeur qui la soustrait totalement à l'action moléculaire du solide, et l'abandonne à elle-même. Sa forme et ses dimensions doivent dépendre alors uniquement des propriétés intrinsèques du liquide dans les conditions de l'expérience; elles seront déterminées par la valeur de la tension superficielle à peu près constante tout le long de la membrane enveloppante, et par le poids spécifique du liquide intérieur. Cette première particularité se traduira par un angle de raccordement de la goutte avec la plaque, rigoureusement nul. D'autre part, elle s'allonge à peu près cylindriquement, dans ses mouvements spontanés, quand elle a acquis un certain volume; la forme de la section transversale ne dépendra ainsi que d'une courbure principale.

Ces remarques expérimentales, si elles sont exactes, suppriment donc, dans l'application de la méthode des larges gouttes, deux

---

[1] Ce Mémoire est le résumé d'un Mémoire plus étendu publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XIX, p. 173.

difficultés : la mesure de l'angle de raccordement, théoriquement constant, mais pratiquement variable, et l'intervention des deux courbures qui rendent inintégrable en général l'équation différentielle de la surface capillaire.

3° Tous les liquides pouvant être caléfiés et prenant à l'air libre une température voisine de leur point d'ébullition normal, la méthode des larges gouttes fournira leur tension superficielle très commodément, dans des conditions où les autres procédés sont d'un emploi assez pénible. Comme, de plus, la température de caléfaction reste probablement, dans une atmosphère quelconque, toujours voisine du point d'ébullition correspondant, la méthode en question comporte *a priori* un grand degré de généralité.

En un mot, les phénomènes de caléfaction, si ingénieusement étudiés par Boutigny, ont été mal caractérisés par l'expression doublement défectueuse d'*état sphéroïdal;* ils ne nous offrent ni un quatrième état de la matière ni une forme sphérique ou même sphéroïdale en général. Ce qui les distingue uniquement au point de vue des lois de la capillarité de la goutte de mercure, par exemple, c'est cette propriété de la tangente à leur section méridienne ou transversale de prendre toutes les inclinaisons continûment variables entre deux droites horizontales comprenant toute l'épaisseur de la goutte.

L'objet de ce travail est de démontrer cette propriété et de l'appliquer à la mesure des tensions superficielles.

J'en diviserai l'exposé en quatre Parties :

Théorie, vérifications expérimentales, généralisation, applications.

I. — Exposé théorique.

Prenons pour point de départ l'équation bien connue de la surface capillaire $zd = f\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'}\right)$, dans laquelle z est la distance du point de rayons de courbure principaux ρ et ρ' à la portion plane et horizontale de cette surface. Pour avoir l'équation en x et z, négligeons $\frac{1}{\rho'}$, c'est-à-dire considérons soit la demi-section méridienne d'un sphéroïde infiniment large reposant sur un plan horizontal, soit la demi-section transversale d'une goutte allongée

elliptiquement, en supposant le bord à distance finie et le sommet à distance infinie.

L'axe des x étant la tangente au sommet, l'axe des z positif vers en bas, la verticale du point de raccordement, β l'angle de la partie positive de l'axe des x avec la tangente qui roule sur la courbe depuis le sommet jusqu'au point de raccordement, c'est-à-dire depuis $\beta = 0$ jusqu'à $\beta = 180°$, nous avons

$$\frac{2z}{a^2} = \frac{1}{\rho} = \frac{d\beta}{ds} = \sin\beta\frac{d\beta}{dz} \qquad \text{ou} \qquad \frac{z^2}{a^2} = -\cos\beta + C,$$

et, par $C = 1$,

$$\text{(I)} \qquad z = +a\sqrt{2}\sin\frac{\beta}{2}.$$

D'autre part, $dx = dz\cot\beta$ avec $dz = a\sqrt{2}\cos\frac{\beta}{2}\frac{d\beta}{2}$ nous donne

$$\frac{dx}{a\sqrt{2}} = \frac{1}{2}\frac{\frac{d\beta}{2}}{\sin\frac{\beta}{2}} - \sin\frac{\beta}{2}\frac{d\beta}{2}$$

ou

$$\text{(II)} \qquad \frac{x}{a\sqrt{2}} = \frac{1}{2}\log\operatorname{tang}\frac{\beta}{4} + \cos\frac{\beta}{2},$$

car avec le choix particulier de Oz la constante d'intégration est nulle.

Ces équations (I) et (II), ou celle qui résulte de l'élimination de β,

$$\text{(III)} \qquad \frac{x}{a} = \sqrt{2 - \frac{z^2}{a^2}} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\log\frac{\sqrt{2} - \sqrt{2 - \frac{z^2}{a^2}}}{\sqrt{2} + \sqrt{2 + \frac{z^2}{a^2}}},$$

présentent plusieurs particularités qu'il s'agit de vérifier expérimentalement pour légitimer nos deux hypothèses, nullité de l'angle de raccordement, constance de la tension superficielle autour de la goutte :

1° Les épaisseurs doivent être $e = a\sqrt{2}$.

2° On a pour tous les liquides des courbes semblables ne dépendant que du paramètre e.

Il y a donc lieu d'en réaliser un tracé graphique exact, à une

échelle donnée, pour le comparer aux photographies convenablement agrandies des gouttes.

Soit un point M de la courbe; traçons l'arc de cercle de centre M et de rayon MK $= e$. L'équation (I) nous donne

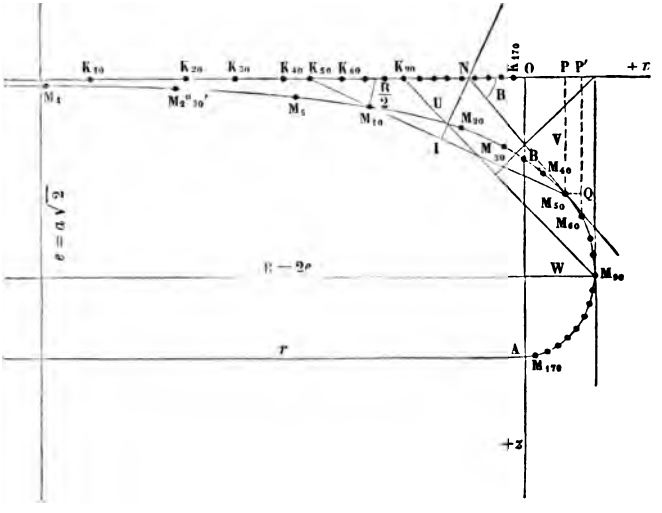
$$\mathrm{MKP} = \frac{\beta}{2},$$

et l'équation (II)

$$\mathrm{OK} = -\frac{e}{2}\log\operatorname{tang}\frac{\beta}{4} = \frac{e}{2}\,2{,}3025851\ \operatorname{colog}\operatorname{tang}\frac{\beta}{4};$$

de chaque point K_β on tracera un arc de cercle de rayon e et sur ce cercle on prendra, à partir de Ox l'arc d'angle $\frac{\beta}{2}$, ce qui fournira le point M_β. Si du milieu I de KM, on élève à cette droite la normale IN, la droite NM sera la tangente en ce point.

Fig. 1.



3° La goutte circulaire est, comme volume et poids, assimilable à un cylindre de hauteur e et de base πr^2, ou $\pi(\mathrm{R} - x_{90})^2$ ou $\pi(\mathrm{R} - 0{,}2665\,e)^2$, en appelant r le rayon du cercle de raccordement et R celui du cercle équatorial.

Le calcul de l'aire OBPM $= \int_0^x z\,dx$ nous donne en effet

$$u + v = v + w.$$

4° En fixant la trace de l'équateur sur les photographies par le procédé de M. Lippmann, on doit trouver que la distance du sommet à ce plan est à l'épaisseur totale dans le rapport du côté d'un carré à sa diagonale.

5° Le point M_β pour $\beta = 1°$ est à une distance de l'axe Oz inférieure à $2e$ et sa distance au plan limite xOy est $e \sin 30'$.

Donc une goutte suffisamment allongée, et de plus quatre fois plus large que haute, se trouve géométriquement dans les conditions d'une goutte infiniment large, à $\frac{1}{100}$ par défaut, approximation du même ordre que celle des mesures. Il n'en serait plus de même pour les gouttes circulaires.

En tenant compte de la pression capillaire à l'ombilic, de courbure $\frac{1}{b}$, qui s'ajoute à la pression hydrostatique zd, et des tensions dues à l'impossibilité de négliger ici $\frac{1}{f}$, par rapport à $\frac{1}{\rho}$, on a la formule de correction

$$\text{(IV)} \qquad e^2 = \frac{4f}{d}(1 + Ce\sqrt{2}),$$

avec

$$C = \frac{1}{3,282\,R} - \frac{1}{\beta} \quad (\textit{Laplace, Worthington}),$$

formule dans laquelle on substituera à $\frac{f}{d}$ et à e, dans le second membre, les valeurs fournies par les expériences de M. Wolf sur l'eau.

Au lieu de l'épaisseur limite $4^{mm},97$, on trouve des nombres qui croissent depuis $5^{mm},07$ pour $R = 1,6e$, jusqu'à un maximum $5^{mm},305$ pour $R = 2,9e$, et décroissent ensuite lentement, devenant $5^{mm},08$ pour $R = 12e$.

Ne pouvant réaliser par la caléfaction des sphéroïdes calmes d'une pareille largeur, j'ai donc dû profiter de l'allongement spontané qui se présente à partir d'un diamètre égal à $4e$, allongement qui place l'observateur à son insu même dans des conditions théoriques favorables.

II. — Vérifications expérimentales.

Il y avait lieu de justifier les hypothèses sur lesquelles repose cet exposé théorique par l'accord de leurs conséquences avec les résultats de l'expérience.

Pour ces vérifications, j'ai fait construire une épaisse tablette de cuivre portée par quatre pieds à vis calantes, percée en son centre d'une ouverture carrée, sur laquelle j'installe horizontalement la plaque à caléfaction en platine, bien plane et bien polie de 6^{cm} de côté et 3^{mm} d'épaisseur. Cette grande épaisseur était utile pour l'empêcher de goder et de se refroidir trop vite.

Je dépose en son milieu un tout petit trépied ou cadre en fil fin de platine, de dimensions telles que, baigné complètement à l'intérieur de la goutte, il ne puisse ni la soulever ni la déformer; il maintient la goutte en place et ne masque pas l'intervalle entre celle-ci et la plaque.

J'ai pu procéder ainsi aux expériences suivantes :

1° *Superposition de l'image photographique des gouttes à leur portrait géométrique avec même agrandissement.* — Je prenais des photographies instantanées, au $\frac{1}{30}$ de seconde environ, et sensiblement en vraie grandeur. Pour éviter toute cause d'erreur sur ce point, j'installais au-dessus de la plaque chaude un micromètre tracé sur verre argenté avec la machine à diviser. Les clichés portent ainsi, à côté de l'image de la goutte, l'unité qui doit servir aux mesures; les gouttes, colorées par des traces de bichromate de potasse, étaient placées au centre d'un faisceau cylindrique horizontal de lumière solaire dont l'axe coïncidait avec celui de l'objectif.

J'ai réalisé, avec une cinquantaine de clichés ainsi obtenus, de nombreuses superpositions, sur des graphiques aux échelles 20^{cm}, 10^{cm} et 5^{cm} pour l'épaisseur, employant soit un appareil à projection, soit une chambre photographique à agrandissement.

L'identification se réalisait mathématiquement pour les sections transversales des gouttes allongées; pour les gouttes circulaires, l'épaisseur était bien un peu trop grande; pour les unes et les autres, la coïncidence était parfaite sur les bords jusqu'au point de raccordement, nettement marqué d'ailleurs par un point de rebroussement à la jonction des photographies de la goutte et de son image.

Pour établir la nullité de l'angle de raccordement, cette mesure de x_{90} vaut mieux que celle de e, car au voisinage de la plaque on a $\frac{dx}{d\beta} > \frac{dz}{d\beta}$.

2° *Mesure des épaisseurs des gouttes d'eau photographiées.* — Pour les gouttes circulaires, on mesurait au cathétomètre les diamètres, les épaisseurs et la valeur de 20^{div} sur la plaque placée bien verticalement, d'où les mesures du cliché en divisions du micromètre ou de la goutte en millimètres. Les résultats coïncidaient à $\frac{2}{100}$ ou $\frac{3}{100}$ de millimètre près, avec les nombres de la formule de correction (IV).

Pour les gouttes elliptiques, l'épaisseur des sections transversale et longitudinale a toujours varié au plus de $4^{mm},94$ à $5^{mm},02$, l'épaisseur théorique étant $4^{mm},97$.

3° *Mesure directe de l'épaisseur limite des gouttes.* — Je me suis adressé aux liquides dont la constante capillaire a été mesurée avec soin par d'autres méthodes (Wolf, Mendeleef) au voisinage du point d'ébullition.

La goutte étant vue sombre, devant un écran blanc ou mieux noir et blanc, pendant qu'un aide l'entretient avec une pipette, je vise son bord supérieur avec la lunette du cathétomètre en m'assurant, pendant un temps convenable, du contact du fil horizontal du réticule avec ce bord supérieur devenu *invariable,* mais non le plus haut possible. La lecture de la première position de la lunette étant faite, je l'abaisse jusqu'au contact du même fil avec le bord supérieur du petit trait lumineux qui s'aperçoit toujours très nettement entre la goutte et la plaque.

Les résultats sont d'autant plus concordants entre eux et avec ceux des tubes capillaires que le liquide est plus fluide, ce qui tient à l'allongement plus facile de la goutte; les voici :

Liquides.	Épaisseurs théoriques.	Moyenne de dix mesures.	Erreur moyenne positive.	Erreur moyenne négative.	Erreur du moyen carré.
	mm	mm	mm	mm	mm
Eau	4,97 (Wolf) 5,99 (Mendeleef)	4,99	0,018	0,022	0,023
Éther acétique	3,002	3,02	0,038	0,008	0,036
Alcool amylique	3,033	3,023	0,020	0,045	0,037
Alcool méthylique	3,205	3,215	0,015	0,022	0,021
Alcool éthylique absolu.	3,20	3,20	0,02	0,02	0,017
Éther ordinaire anhydre.	2,956	2,95	0,016	0,014	0,018

4° *Mesure du poids des gouttes de rayon connu.* — Cette mesure a été essayée en vue de déterminer f par de simples expériences de caléfaction, en éliminant d entre les deux relations $p = \pi e\, d(\mathrm{R} - 0,2665\, e)^2$ et $e^2 = \frac{4f}{d}$. Je calculais et mesurais le poids du sphéroïde qui remplissait juste une capsule d'argent épaisse, cylindrique, travaillée au tour, d'un rayon de $20^{\mathrm{mm}},5$ au rouge sombre. La concordance des résultats obtenus étant bien inférieure, même avec l'eau, à celle du procédé ci-dessus, j'ai abandonné cette application de la théorie.

5° *Étude de la couche de vapeur qui soutient la goutte.* — Pour reconnaître si le sphéroïde est soulevé d'une manière continue ou intermittente au-dessus de la plaque, j'ai eu recours au procédé stroboscopique suivant :

Je modifie l'expérience de Poggendorff en faisant passer entre la goutte et la plaque les étincelles d'une bobine de Ruhmkorff, amplifiées au moyen d'une grosse bouteille de Leyde suivant la méthode de Grove.

La goutte paraît alors littéralement reposer sur une couche lumineuse très mince, due à l'illumination de la vapeur sous-jacente qui se révèle ainsi, même en plein jour et à grande distance.

Cette couche observée dans un miroir tournant, monté sur l'arbre d'une sirène, fournit, tout le long du miroir, une bande lumineuse parsemée parfois de quelques traits noirs, qui indiquent de rares contacts de certains points de la goutte avec la plaque.

Un glaçon obtenu par caléfaction dans le vide fait d'ailleurs entendre un crépitement musical qui concorde bien avec le résultat précédent.

Ces vibrations localisées en quelque sorte, d'une amplitude inférieure à $\frac{1}{10}$ de millimètre, ne peuvent guère modifier, pour le sphéroïde considéré dans son ensemble, la forme d'équilibre prévue par la théorie.

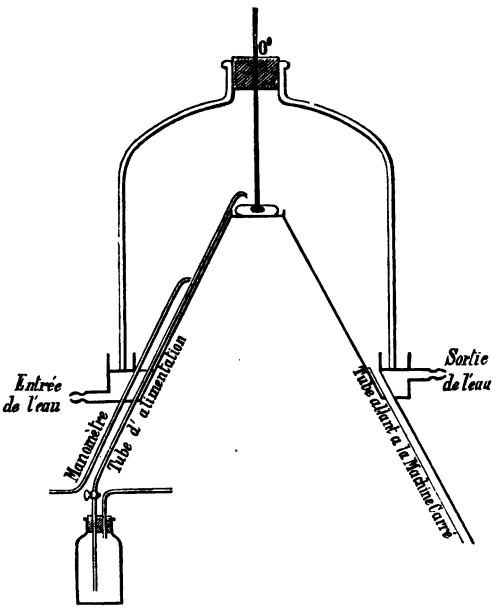
III. — Extension de la méthode aux variations de température.

Il m'a paru intéressant d'appliquer cette méthode à des sphéroïdes de température continûment variable. Il fallait d'abord

pouvoir réaliser facilement des gouttes caléfiées de température connue, c'est-à-dire vérifier si la loi des températures des liquides caléfiés dans le vide est bien la loi de l'ébullition (Luvini).

Je me suis proposé, pour cela, de maintenir dans une parfaite constance la température du creuset, le volume du liquide et la pression, ce qui permettait de mesurer avec certitude les données de l'expérience. Dans ce but, j'ai fait construire l'appareil représenté par la *fig.* 2 ci-dessous : la pièce essentielle est une platine en cuivre rouge, relevée en tronc de cône, dont la base supérieure

Fig. 2.



forme une capsule légèrement concave ou cylindrique, de 4^{cm} de diamètre. La face latérale se recourbe en formant un anneau traversé par un courant continuel d'eau froide, au-dessus duquel une rigole circulaire permet de mastiquer la cloche de verre. L'anneau est traversé par trois tubes, un premier très large se rendant au réservoir d'une machine Carré, le deuxième allant au tube manométrique et le troisième se recourbant au-dessus du creuset pour y déverser les gouttes. Ce dernier plonge dans un petit flacon contenant le liquide et communiquant avec la platine de la ma-

chine Carré, ce qui permet de projeter les gouttes par une toute petite différence de pression. Le bouchon de la cloche porte un thermomètre à réservoir plat, à point 0° extérieur, qui peut être relevé ou abaissé dans la goutte à volonté.

On peut, avec cet appareil, suivre très commodément la marche parallèle du thermomètre et du manomètre aussi longtemps qu'on veut, ou, au contraire, maintenir la pression et la température fixes pour la commodité et l'exactitude des mesures.

J'ai pu, dans ces conditions, entre 0° et 97°, représenter la relation entre les températures de l'eau caléfiée et les pressions de l'atmosphère ambiante par la formule empirique

$$\log F_t = 5,801415 - 5,124496 \times 0,9941909^t,$$

qui traduit le fait général suivant.

Sous une même pression quelconque, de 5^{mm} à 760^{mm}, les températures de l'eau en caléfaction sont toujours inférieures aux températures d'ébullition régulière correspondantes, et l'écart, presque nul de 0° à 50°, augmente régulièrement avec la pression.

En poussant la raréfaction jusqu'à la limite de 5^{mm} à 4^{mm}, on voit la goutte d'eau, d'au moins 4^{gr} à 5^{gr}, malgré la température élevée du creuset, devenir opaque et se prendre en totalité et subitement en un glaçon arrondi. Ce glaçon, qui conserve grossièrement la forme de sphéroïde, peut se maintenir ainsi en caléfaction pendant près d'une heure, s'agitant doucement sur son creuset brûlant.

C'est là une expérience présumée par M. Luvini à la suite de ses recherches sur la caléfaction dans le vide.

En remplaçant le thermomètre par une tige de cuivre filetée en pas de vis, portant une pointe d'acier à sa partie inférieure et un anneau à réticule à sa partie supérieure, on montre facilement la diminution de l'épaisseur de la goutte, c'est-à-dire de la constante capillaire, avec l'élévation de température, et l'on peut même retrouver les résultats de M. Wolf. Mais les mesures seraient plus intéressantes sous des pressions très élevées et seraient même plus précises à cause du plus grand calme du sphéroïde.

IV. — Applications.

Je me suis borné à déterminer, par la mesure directe des épaisseurs au cathétomètre, et pour la température de caléfaction à l'air libre, les tensions superficielles d'une trentaine de liquides dont les densités à cette température sont connues par les mesures si précises d'Isidore Pierre et de Hermann Kopp. Par comparaison avec les résultats connus à basse température, j'ai calculé le coefficient moyen de décroissement de ces tensions.

Voici quelques-uns des nombres obtenus :

Liquides.	Épaisseurs mesurées.	Tensions superficielles au point d'ébullition.	Coefficient de décroissement moyen.
	mm		
Eau	4,99	5,93	0,018
Alcool méthylique	3,21	1,96	0,009
Alcool éthylique	3,20	1,90	0,007
Alcool propylique	3,09	1,75	0,007
Alcool butylique	3,05	1,69	0,007
Alcool amylique	3,03	1,64	0,007
Éther méthylacétique	3,05	1,85	0,012
Éther éthylformique	3,10	2,06	0,010
Éther éthylbutyrique	2,77	1,47	0,009
Éther éthyliodhydrique	2,21	2,23	0,009
Éther ordinaire	2,95	1,51	0,014
Acide acétique	2,99	2,104	0,007
Acide valérianique	2,73	1,508	0,007

La plus petite épaisseur a été trouvée pour le perchlorure d'antimoine, $2^{mm},01$, et les plus grandes pour l'eau oxygénée même étendue, $5^{mm},40$, $5^{mm},50$.

L'examen des nombres de ce Tableau m'a révélé la particularité suivante : les cinq premiers alcools ont à toute température très sensiblement la même tension superficielle, et il en est de même des éthers éthyliques des acides gras.

Cette mesure des épaisseurs des gouttes caléfiées donne un moyen de constater rapidement et avec exactitude l'état de pureté d'un liquide et surtout son état de déshydratation.

Pondérateur ; par M. V. Serrin.

Le *Pondérateur* est un nouvel appareil de pesage ayant pour but *l'économie du temps, l'exactitude des pesées,* par la suppression des poids dits *d'appoint* que leur petit volume rend si faciles à perdre ou à égarer.

En principe, le Pondérateur se compose d'une *chaîne* fixée d'un bout après un *manchon-curseur* coulissant sur la colonne d'une balance et de l'autre après l'une des branches du fléau de celle-ci, de façon que l'état d'équilibre soit obtenue aussi bien lorsque le manchon est *en haut* de sa course qu'*en bas,* avec cette différence que dans le premier cas il n'y a aucun poids dans les plateaux de la balance et que dans le second il y en a un, de 10gr par exemple, dans celui qui est opposé à la chaîne.

Si donc l'on divise en 100 parties le chemin qu'effectue le curseur, chacune d'elles représentera 1 décigramme.

Dans les balances de précision, il est évident qu'une chaîne plus légère permettrait d'obtenir le milligramme tout au moins.

Par conséquent, pour connaître le poids des objets, il suffira de les placer sur le plateau destiné à les recevoir, puis, après avoir amené le fléau à l'état d'équilibre en fixant le curseur à hauteur convenable, de lire sur la colonne le chiffre de la division où le curseur a été arrêté.

Enfin nous ferons remarquer que, malgré la présence de la chaîne, le Pondérateur peut être employé comme balance ordinaire en remontant complètement le curseur.

SÉANCE DU 18 AVRIL 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 mars est lu et adopté.

M. le Président remercie en ces termes les personnes qui ont pris part à l'Exposition annuelle :

Messieurs,

La Société n'avait pas voulu lutter avec l'Exposition, et 1889 avait été privé de sa séance annuelle. Nous avons repris cette année nos errements

habituels, et nous avons retrouvé le même empressement de tous pour donner à cette séance l'intérêt qu'ont eu ses devancières.

Comme les années précédentes, MM. Weyher et Richemond ont installé dans les sous-sols de l'hôtel une machine à vapeur qui a permis à la Compagnie continentale Edison d'éclairer splendidement nos salles. Ce n'est que grâce à ces installations si généreusement offertes à la Société que la séance a pu avoir tout son éclat. Il n'est que juste de dire tout d'abord combien la Société est reconnaissante d'une telle libéralité.

Dans ces salles si brillamment éclairées, nous avons vu ou revu avec plaisir les balances de M. Deleuil; les appareils d'Optique exposés par MM. Laurent (qui nous a montré le spectroscope à grande dispersion de M. Wolf), Pellin, Lutz et Albert Duboscq; les ingénieux appareils enregistreurs de MM. Richard, qui avaient pris la peine d'installer sur le faîte de l'hôtel un anémomètre dont on suivait dans les salles les indications sur le cylindre enregistreur; les appareils divers de M. Demichel, les appareils électriques de MM. Gaiffe, Trouvé et Ducretet qui reproduisent, réduites, mais très nettes encore, les expériences de M. Elihu Thomson qui nous avaient si vivement intéressés à l'Exposition; les appareils destinés aux cristallographes construits par M. Picart; les appareils destinés aux études acoustiques construits par M. Lancelot.

Les projections ont toujours le privilège de retenir et d'intéresser. Nous avions le choix entre les projections faites par MM. Pellin, Albert Duboscq, et Werlein, qui reproduisent les expériences de polarisation chromatique dont M. Mascart nous entretenait récemment et que nous avait déjà montrées, à cette occasion, M. Pellin.

M. Dumoulin-Froment a exposé le manomètre à écrasement qui a permis à MM. Sarrau et Vieille de pousser si loin l'étude des explosifs et la Cie Continentale Edison nous a montré différents régulateurs et des moteurs.

Nous avons revu les beaux appareils de laboratoire de M. d'Arsonval, tels que les étuves autorégulatrices dont il nous avait déjà parlé, et ceux dont il veut bien nous entretenir ce soir.

Nous avons retrouvé les appareils construits par M. Huetz sur les indications du Bureau international des Poids et Mesures pour l'étude des thermomètres à mercure, et appartenant au laboratoire de M. Bouty, à la Sorbonne; celui de MM. Cailletet et Colardeau pour la comparaison de la densité des liquides et de leurs vapeurs saturées; de M. Couette pour l'étude du frottement des liquides; le dispositif ingénieux au moyen duquel M. de Romilly supprime les robinets dans les appareils à faire le vide; les balances d'un emploi si commode de M. Pierre Curie; les piles légères de M. le commandant Renard.

M. le général Sebert nous a montré son appareil chronophotographique; M. Henri Dufour nous a apporté de Genève son hygromètre à condensation et M. Serrin a exposé un modèle d'essai du pondérateur.

Celles des expériences qui pouvaient être répétées devant les visiteurs l'ont été à leur grande satisfaction.

J'en ai déjà indiqué quelques-unes. J'ajouterai que M. Reuille faisait fonctionner sous nos yeux son sphygmographe d'une bien grande simplicité; que M. Gossart reproduisait les expériences de caléfaction par un dispositif élégant; que nous avons été heureux de revoir les expériences de MM. Violle et Chassagny sur l'électrolyse de l'eau et bien d'autres que je suis obligé de passer sous silence, m'excusant des oublis que j'ai nécessairement commis.

Puisque j'ai le grand honneur de parler en votre nom, je suis heureux d'user de ce privilège en exprimant toute la reconnaissance de la Société pour ceux qui ont bien voulu contribuer à l'éclat de notre séance annuelle, et pour nous féliciter que la Société de Physique rencontre des sympathies assez vives et assez nombreuses pour que, chaque année, une semblable séance soit possible.

A propos du procès-verbal de la dernière séance, M. le Président donne lecture d'une lettre de M. L. Laurent. Il est décidé que cette lettre sera jointe au procès-verbal. Le procès-verbal est ensuite adopté.

Monsieur le Président,

Permettez-moi de faire une observation sur la Communication de M. Dufet, relative à la présentation de l'appareil de M. A. Duboscq et portant sur les deux points suivants :

1° Le *champ* du focus;

2° La *projection* du gypse chauffé.

Je ne puis mieux faire que de citer un extrait du journal *Les Mondes*, t. XLIV, p. 368.

Quant au focus :

« ..... Jusqu'en 1873, les microscopes polarisants étaient ceux de Norremberg, modifiés par M. Des Cloizeaux .....

» J'avais observé que, à champ *égal*, la *distance* entre l'objectif et l'éclaireur était beaucoup *plus grande* lorsqu'on ôtait les deux petits verres; on avait alors l'avantage de pouvoir mettre une cuve et une étuve plus larges, ce qui est très précieux pour mesurer les axes des cristaux écartés, etc. »

Pour le gypse :

« ... J'ai projeté, le 30 janvier 1874, au cours public de Minéralogie de la Sorbonne, le gypse chauffé. Le champ permettait de voir les deux axes, le cristal était fixé simplement sur une lame de cuivre rouge dont je chauffais l'extrémité avec une lampe à alcool, le cristal restant en place. C'était la première fois que l'on faisait la projection de ce phénomène, etc. »

Agréez, etc.

LÉON LAURENT.

M. D'ARSONVAL présente à la Société un dispositif qu'il emploie depuis plus de dix ans (voir *Lumière électrique*, 1881) pour mesurer les courants ou vérifier les ampèremètres au moyen d'un saccharimètre ou polarimètre ordinaire. L'auteur avait été conduit à adopter cette disposition d'après une expérience faite par M. Wiedemann en 1851. Ce physicien a montré en effet que, si l'on entoure d'un solénoïde un tube plein de sulfure de car-

bone, la rotation du plan de polarisation est rigoureusement proportionnelle à l'intensité du courant. Le dispositif employé par M. d'Arsonval n'est que la reproduction de l'expérience de Wiedemann, au moyen d'un instrument (le saccharimètre) dont l'emploi est courant aujourd'hui dans les laboratoires et dans l'industrie. Il suffit, pour avoir un excellent ampèremètre, d'enrouler un fil de cuivre isolé autour d'un tube de saccharimètre qu'on remplit de sulfure de carbone, ou même d'eau pure.

La sensibilité de l'appareil, dépendant uniquement du nombre de tours du fil, pour une intensité donnée, peut être aussi grande qu'on le désire. Dans le modèle présenté à la Société, un élément Leclanché donne une rotation de un degré dont on peut mesurer le vingtième. En enroulant le fil seulement sur la partie médiane du tube, et en comptant les tours, on réalise un ampèremètre absolu d'après la formule indiquée par M. Henri Becquerel :

$$I = \frac{\theta}{\omega . 4 \pi N},$$

θ étant la rotation observée, ω la constante de Verdet pour le sulfure de carbone, qui est égale à 0',040 quand on emploie le polarimètre à lumière de sodium, et N le nombre de tours de fil sur le tube.

M. d'Arsonval présentera prochainement à la Société un appareil d'un maniement plus commode et surtout plus portatif que le saccharimètre ordinaire.

M. d'Arsonval montre à la Société un colorimètre permettant à la fois de reconnaître un mélange de substances colorantes et de doser chacune d'elles comme si elle était seule dans le mélange. Le principe consiste à transformer un colorimètre ordinaire de Duboscq en spectrocolorimètre. L'auteur arrive au résultat en substituant à l'oculaire de l'instrument un petit spectroscope à vision directe dont la fente vient s'appliquer perpendiculairement à la ligne de séparation des deux demi-disques du colorimètre. On a ainsi deux spectres juxtaposés dont chacun correspond à un des godets du colorimètre. Si l'on place deux liquides colorés séparément dans chaque godet, on voit immédiatement si la matière colorante est la même pour les deux solutions; les bandes d'absorption occupant la même place dans les deux spectres et étant par conséquent sur le prolongement l'une de l'autre. Pour effectuer le dosage, il suffit d'avoir une liqueur type dans un des godets et d'en faire varier l'épaisseur jusqu'à ce que l'aspect et la largeur des bandes d'absorption soient les mêmes dans les deux spectres.

Cet appareil, employé par M. d'Arsonval pour l'analyse optique des matières colorantes de l'organisme (sang, bile, etc.), est susceptible de nombreuses applications pratiques que l'auteur développera ultérieurement.

M. d'Arsonval présente à la Société un spectrophotomètre que caractérisent les propriétés suivantes :

1° Il peut s'adapter à un spectroscope ordinaire à la place de la fente et le transformer ainsi en spectrophotomètre;

2° Il ne nécessite pas l'emploi de la lumière polarisée;

3° Il est *différentiel*, c'est-à-dire qu'il donne par une *lecture directe* la différence d'éclat cherchée sans nécessiter aucun réglage ni aucune détermination du zéro.

La partie photométrique proprement dite se compose de deux tubes horizontaux disposés parallèlement l'un au-dessus de l'autre, portant à une de leurs extrémités deux objectifs achromatiques identiques. Un double volet, mû par un bouton à crémaillère portant une échelle graduée, permet de couvrir l'un des objectifs et de découvrir en même temps le second de quantités exactement égales, mais inverses. L'éclat lumineux est le même pour les images données par chaque objectif. Évidemment, lorsque le double volet occupe la position médiane symétrique, c'est le point zéro de l'appareil. L'image donnée par chaque objectif est projetée sur une des moitiés de la fente du spectroscope à l'aide de deux prismes à double réflexion totale analogues à ceux qui composent le colorimètre et qui occupent l'extrémité des tubes opposée aux objectifs photométriques.

Deux prismes à réflexion totale, mobiles devant les objectifs, permettent d'aller recueillir la lumière en un point quelconque ou de fixer le même point lumineux, lorsqu'il s'agit de mesurer les pouvoirs d'absorption des liquides colorés.

Dans ce dernier cas et en particulier pour l'hémoglobine, M. d'Arsonval a trouvé qu'on obtient couramment une précision atteignant le centième.

Ces différents appareils ont été construits sur les indications de l'auteur et sous la direction de M. Pellin par la maison Jules Duboscq.

M. Cornu décrit devant la Société le phénomène du *halo photographique* qui consiste dans la production sur les épreuves photographiques d'un cercle lumineux à bords estompés vers l'extérieur autour de l'image de chaque point brillant : il montre qu'on peut produire ce phénomène sans avoir besoin d'employer la photographie en déposant une substance diffusante quelconque sur la surface d'une lame de verre ou de glace, mais le contact doit être aussi intime que possible. Le procédé le plus simple et le plus commode consiste à étendre au pinceau sur les lames transparentes qu'on veut employer une couche de blanc d'aquarelle ou de gouache délayée à l'eau gommée. M. Cornu propose de donner au phénomène le nom de *halo des plaques épaisses*.

Le diamètre du halo est proportionnel à l'épaisseur de ces plaques : il est un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de ces plaques.

Le bord intérieur du halo est bleu.

L'éclat du halo décroît rapidement avec leur diamètre.

Le phénomène s'explique dans ses moindres détails en considérant les rayons diffusés intérieurement à la lame transparente : on reconnaît qu'à

partir d'une certaine incidence, les rayons sont réfléchis totalement sur la seconde surface de la lame.

A partir de cette limite formée par un cône de révolution autour de la normale à cette seconde surface, les rayons réfléchis totalement retournent frapper la première et illuminent la matière diffusante qui la couvre : de là la couronne ou halo, nette intérieurement et estompée vers l'extérieur.

La forme circulaire du halo provient de ce que la seconde surface est parallèle à la première : si elle est oblique (ce qu'on obtient en collant un prisme de petit angle avec un liquide de même indice), le halo, section oblique du cône précité, devient elliptique et excentrique.

Si l'on emploie de l'eau pour coller ce prisme, la réflexion totale se fait encore sur la seconde surface (verre sur eau), et l'on obtient en même temps le halo circulaire concentrique.

Avec le concours de M. Pellin, M. Cornu projette des épreuves photographiques de tous les phénomènes et montre directement, sur des lames de glace de diverses épaisseurs badigeonnées en blanc, le halo des lames épaisses.

L'explication théorique du phénomène a permis de trouver un moyen efficace toujours cherché et jamais sûrement atteint par les photographes, pour effacer le halo si gênant sur les clichés. Il consiste à appliquer sur le revers de la glace sensible un vernis absorbant ayant exactement le même indice que le verre : la réflexion à la seconde surface (aussi bien la réflexion totale que la réflexion vitreuse qui ne gêne pas moins dans certains cas) est alors absolument supprimée et l'extinction des radiations par le vernis empêche toute réflexion sur la surface extérieure du vernis.

M. Cornu projette des clichés où le résultat obtenu est décisif : le même point brillant a été photographié deux fois sur la même plaque. Mais dans l'un des cas, l'image tombait sur une région dont le revers avait été verni avec une pâte formée de noir de fumée et d'un mélange d'essence de girofle et de térébenthine ayant exactement l'indice du verre : dans ce cas le point brillant est absolument dépouillé du halo, tandis que dans l'autre le halo est très brillant.

On peut employer une foule de vernis de nature différente, pourvu qu'on réalise au moins d'une manière approximative l'égalité d'indice avec celui de la glace et l'absorption des rayons chimiques. M. Cornu cite plusieurs matières, en particulier celle employée par MM. Henry pour les clichés de photographies astronomiques, le collodion coloré en jaune par de la chrysoïdine.

M. d'Arsonval, dès qu'il a eu connaissance des résultats de M. Cornu, a employé pour la photographie spectrale de l'hémoglobine, où le halo était très gênant, un vernis formé de bitume de Judée dissous dans de l'essence de térébenthine et a parfaitement réussi à éliminer ce halo.

M. Le Chatelier a trouvé de son côté l'explication du succès qu'il a obtenu pour effacer le brouillard qui se répand sur certaines épreuves

photographiques (par exemple, dans les reproductions de branches d'arbres sur un ciel clair) en couvrant le revers de la plaque de glycérine colorée par la chrysoïdine.

Sur le halo des lames épaisses, ou halo photographique, *et les moyens de le faire disparaître;*

Par M. A. Cornu.

Lorsqu'on prend l'image photographique d'un point lumineux très brillant sur une couche impressionnable fixée à une lame de verre, on obtient généralement autour de cette image une couronne plus ou moins intense, rappelant l'aspect du phénomène météorologique connu sous le nom de *halo :* aussi appelle-t-on cette image secondaire le *halo photographique.*

Ce phénomène produit sur les épreuves artistiques l'effet le plus fâcheux ; car il apparaît non seulement autour de l'image des points exceptionnellement brillants, mais encore autour de toutes les plages fortement éclairées : aussi a-t-on cherché depuis longtemps à faire disparaître un phénomène si gênant. Il semble toutefois que les remèdes proposés jusqu'ici ne soient pas très efficaces, car il n'est guère de recueil photographique qui ne donne chaque année plusieurs recettes nouvelles destinées à combattre le halo.

Le rôle, chaque jour plus important, que joue la photographie dans les sciences d'observation, et particulièrement en Astronomie physique, m'a paru exiger l'examen détaillé de ce phénomène qui ne tend rien moins qu'à fausser par des effets secondaires des images qui passent pour être l'expression la plus fidèle de la réalité : je me suis donc proposé d'étudier les conditions dans lesquelles il se produit, afin de trouver un moyen certain de l'éviter.

Observation directe du halo. — Mon premier soin a été de chercher à rendre le phénomène directement visible à l'œil, sans compliquer l'observation d'une manipulation photographique : il suffit pour cela de déposer à la surface d'une lame de verre une couche mince d'une substance *diffusante* quelconque en *contact intime* avec cette surface, et d'y projeter un faisceau lumineux étroit et intense. On aperçoit alors autour de la trace du faisceau

le halo en question sous forme d'un cercle lumineux net au bord intérieur, dégradé vers l'extérieur.

Quant à la couche diffusante, on l'obtient par les procédés les plus divers : on peut d'abord utiliser les plaques photographiques soit à la gélatine, soit au collodion sec, qui peuvent servir longtemps à la lumière sans noircir; si l'on veut une couche inaltérable, on peut prendre un verre émaillé : à défaut de ce verre, on étendra sur une vitre soit une émulsion gélatineuse au sulfate de baryte, soit une feuille de papier mouillé; enfin on obtient un enduit excellent, applicable sur toute lame transparente, en étendant au pinceau du blanc de plomb (blanc d'aquarelle ou de gouache) délayé dans l'eau gommée épaisse.

Voici les principaux résultats qu'on observe :

1° La formation du halo est indépendante du dispositif optique avec lequel on éclaire la couche diffusante : lentille simple, objectif composé, miroir concave, carton percé d'un trou, etc., tous ces dispositifs réussissent également bien, pourvu que le point lumineux formé soit très intense.

2° La forme circulaire et le diamètre du halo sont, avec une lame diffusante donnée, indépendants de l'obliquité de la lame relativement à l'axe du faisceau éclairant; l'enduit diffusant peut être indifféremment tourné vers la source ou du côté opposé : le phénomène s'observe à la fois sur l'une et l'autre face de l'enduit.

3° Le diamètre du halo est proportionnel à l'épaisseur de la lame de verre : il est un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de cette lame. [L'épaisseur du support transparent (1) de la couche diffusante jouant un rôle principal et indépendant de l'impression photographique, je propose de donner à ce phénomène le nom de *halo des lames épaisses*.]

4° Contrairement à ce qu'on observe dans le halo solaire, où le bord intérieur est rouge, le halo des lames épaisses est bordé in-

---

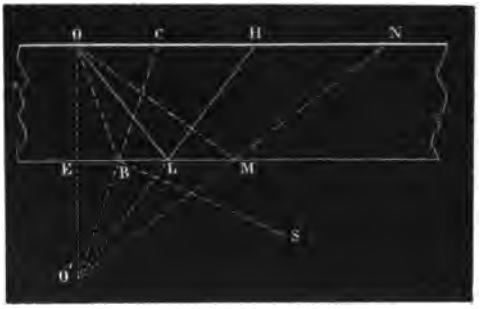
(1) Le support transparent peut être autre que le verre, comme on le verra plus loin : ainsi l'on emploie maintenant des *plaques souples*, où l'émulsion photographique est déposée sur gélatine; ces plaques, quoique très minces, donnent aussi des halos difficilement perceptibles sur le cliché à cause de leur faible diamètre, mais qu'on observe directement avec facilité; leur diamètre correspond exactement à leur *épaisseur optique*.

térieurement de bleu : l'observation exige, pour être bien nette, une lame de grande épaisseur (10^{mm} à 20^{mm}) et un point lumineux très petit.

5° Le faisceau lumineux restant le même, l'éclat des halos observés avec des lames d'épaisseur différentes décroît rapidement lorsque leur diamètre grandit : les halos étroits des lames peu épaisses (1^{mm}) sont très brillants; ceux des lames de grande épaisseur sont larges et pâles, toutes choses égales d'ailleurs.

Explication du phénomène. — Le point illuminé O (*fig.* 1)

Fig. 1.



de la couche diffusante OCHN, en contact intime avec le verre, joue le rôle d'une véritable source lumineuse rayonnant dans tous les sens; tous les rayons émis à l'intérieur de la lame en atteignent la seconde surface EBLM et s'y réfléchissent : les uns, tels que OB, par *réflexion vitreuse;* les autres, tels que OM, par *réflexion totale.* Les premiers OB, compris entre la normale OE et l'angle limite EOL, donnent naissance à des rayons réfléchis peu intenses BC, parce qu'ils correspondent à des rayons émergents BS qui emportent la majeure partie de l'intensité lumineuse; les autres, au contraire, comme OM, situés au delà de l'angle limite, fournissent des rayons réfléchis très brillants, la réflexion totale ne leur faisant rien perdre de leur intensité [1].

[1] On voit la nécessité du contact intime de la couche diffusante avec la surface du verre, dont elle doit, en quelque sorte, faire partie optiquement; si les particules diffusantes étaient séparées de cette surface par une couche d'air, si mince qu'elle fût, les rayons transmis à l'intérieur du verre resteraient compris dans l'angle limite EOL et ne pourraient pas le dépasser

Tous ces rayons réfléchis viennent éclairer la face interne de la couche diffusante et y produisent deux plages contiguës, d'inégal éclat, dont il est facile de tracer la limite. En effet, ces rayons émanent tous du point O′, image virtuelle de la source, symétrique du point O par rapport à la surface de la lame : les rayons réfléchis vitreusement sont compris dans le cône de révolution autour de la normale O′E, ayant pour sommet O′ et pour demi-angle au sommet l'angle limite EO′L = EOL : ils donnent une plage peu éclairée, limitée au cercle, section droite de ce cône par le plan diffusant. Les rayons réfléchis, totalement situés à l'extérieur de ce cône, formeront une plage brillante commençant brusquement au même cercle et illimitée à l'extérieur. On reconnaît le halo décrit ci-dessus.

La diffusion au point O ayant lieu quelle que soit la direction du faisceau éclairant, on voit que le phénomène doit être, comme forme, sinon comme intensité, indépendant de l'obliquité de la lame sur le faisceau incident : c'est ce que montre l'expérience.

Le demi-diamètre $\rho = OH$ du halo est celui du cercle de base du cône précité. Soit $R = OO'L$ l'angle limite (tel que $n \sin R = 1$, n étant l'indice de réfraction de l'air au verre), on a évidemment, en appelant e l'épaisseur de la lame,

$$\rho = 2e \operatorname{tang} R \qquad \text{ou} \qquad \rho = \frac{2e}{\sqrt{n^2 - 1}}.$$

Le diamètre du halo est donc proportionnel à l'épaisseur de la lame : il diminue avec la réfrangibilité de la lumière employée, puisque n grandit avec elle : le bord intérieur doit donc être bleu. L'indice moyen du verre étant voisin de $n = \frac{3}{2}$, on en tire

$$2\rho = 8e : \sqrt{5} = 3,578e;$$

le diamètre moyen du halo est donc un peu moindre que le quadruple de l'épaisseur de la lame : tous ces résultats sont conformes à l'expérience.

La dégradation de l'intensité lumineuse du halo vers l'extérieur s'explique aisément : l'éclairement en un point N, de plus en plus éloigné du centre O, décroît rapidement pour deux motifs : la source virtuelle O′ est à une distance de plus en plus grande, et les

rayons qui en arrivent sont de plus en plus obliques sur le plan diffusant ON.

D'autre part, on établit aisément la loi qui lie l'intensité des halos avec leur diamètre : considérons deux lames de même verre, d'épaisseur différente, éclairées par des faisceaux identiques; appelons *points homologues* N, N_1 les points correspondant à des rayons réfléchis, également inclinés sur la normale EO', $E_1O'_1$: ces points seront à des distances O'N, O'_1N_1 de leurs sources respectives, proportionnelles à l'épaisseur de la lame; les intensités aux points homologues seront donc en raison inverse du carré de ces épaisseurs ou du carré du diamètre des halos : telle est la cause de l'affaiblissement rapide de l'éclat des halos avec l'accroissement de leur diamètre.

Expériences directes de vérification. — *a.* L'analyse précédente fait prévoir :

1° Que le demi-diamètre EL de la base du cône des rayons susceptibles d'émerger est moitié de celui du halo;

2° Qu'avec la lumière blanche, la bordure de ce cercle doit être complémentaire de celle du halo, c'est-à-dire offrir une teinte rouge.

C'est ce qu'on vérifie en saupoudrant d'une poussière légère la seconde face de la lame qui s'illumine alors sur une surface présentant la forme circulaire, le bord rouge et le diamètre prévus.

b. Le halo est la section droite du cône de l'angle limite : cette section est circulaire, parce que l'axe de révolution OO', normal au plan réfléchissant, est aussi normal au plan diffusant, les deux faces de la lame étant parallèles; mais, si les deux faces sont inclinées l'une sur l'autre, l'axe du cône de révolution, toujours normal au plan réfléchissant, s'incline du même angle : le halo devient alors une section oblique de ce cône : de *cercle concentrique* qu'il était dans le premier cas, il devient *ellipse excentrique.*

C'est ce qu'on observe avec un prisme de verre de 12° à 15° d'angle au sommet, dont une face est rendue diffusante. L'expérience est plus instructive en collant ce prisme avec une goutte d'eau (1) derrière une lame parallèle dont la face extérieure est diffusante. On observe alors :

---

(1) Si le milieu extérieur, au lieu d'être l'air, dont l'indice est 1, est un fluide d'indice n', l'indice relatif devient $n : n'$ et le demi-diamètre du halo a pour valeur

$$\rho = \frac{2en'}{\sqrt{n^2 - n'^2}}.$$

On en conclut que le diamètre du halo grandit à mesure que l'indice extérieur n'

1° Un halo circulaire concentrique produit par réflexion totale (verre sur eau) sur la face mouillée de la lame;

2° Le halo elliptique excentrique dû à la réflexion totale (verre sur air) sur la face extérieure du prisme;

3° Un arc d'un second halo elliptique excentrique provenant de réflexions multiples faciles à analyser.

Le phénomène se réduit au premier halo elliptique, si l'on remplace l'eau par un mélange d'essences (térébenthine, girofle, cannelle) ayant le même indice que la lame et le prisme.

c. La vérification simultanée du diamètre et de l'intensité correspondante des halos avec l'épaisseur de la lame s'obtient en collant avec une essence convenable derrière la lame diffusante un fragment de la même lame. Si l'on dirige le faisceau sur la ligne de séparation des régions d'épaisseur différente, on obtient deux demi-halos, situés de part et d'autre de cette ligne : le plus petit étant le plus brillant, le plus grand, le plus pâle. Le mica et le gypse, par leur facile clivage, ainsi que des feuilles de gélatine, permettent d'autres formes de la même vérification.

d. On peut varier à l'infini les vérifications indirectes : je me bornerai à citer deux séries d'expériences curieuses : l'une qui consiste à graver sur la face non diffusante d'une lame de verre des divisions ou des dessins qui portent une ombre de dimensions doubles sur la plage illuminée de l'extérieur du halo; l'autre qui consiste à coller avec un liquide approprié derrière une lame diffusante une lame de spath d'Islande ou d'azotate de soude : la réflexion totale donne un double halo assez complexe correspondant aux rayons doublement réfractés; on y reconnaît des arcs de cercle et d'ellipse discontinus qui se réduisent à deux cercles concentriques, si le cristal est taillé perpendiculairement à l'axe.

La justesse de l'explication proposée est donc surabondamment démontrée; on peut d'ailleurs conserver l'image exacte de tous les phénomènes ci-dessus décrits et effectuer à loisir les vérifications quantitatives, en opérant avec des plaques photographiques au lieu de lames simplement diffusantes : j'ai eu l'honneur de présenter à la Société une collection de ces clichés.

Moyens d'atténuer et de faire disparaître le halo photographique. — Dans un grand nombre de cas, on atténuerait le halo d'une manière satisfaisante en employant comme support de la

---

croît de 1 à n : lorsque l'égalité est atteinte, le halo devient infiniment grand, par suite pâle, et disparaît. La valeur imaginaire pour $n' > n$ correspond à l'impossibilité de la réflexion totale.

couche impressionnable des lames suffisamment épaisses. Mais le véritable remède ressort de l'étude précédente : il consiste à empêcher le retour à la surface sensible des rayons provenant non seulement de la réflexion totale, mais même de la réflexion vitreuse. Le moyen le plus simple d'y parvenir est, d'abord, d'annuler le pouvoir réfléchissant de la seconde surface par le contact intime d'une substance de même indice ; en second lieu, d'éteindre les rayons transmis à cette substance, en lui donnant un pouvoir absorbant suffisant pour empêcher que la réflexion ne se produise à la face d'émergence. On est donc conduit à enduire le revers des plaques photographiques d'un vernis opaque convenable, moyen déjà préconisé plusieurs fois. Comment se fait-il que cet artifice ait été considéré jusqu'ici comme insuffisant? C'est qu'on n'a pas signalé la condition essentielle qui en assure l'efficacité, à savoir l'*égalité des indices* de réfraction : toute différence notable d'indice, par excès aussi bien que par défaut, maintient la réflexion appelée ci-dessus *vitreuse,* quelle que soit l'opacité de l'enduit : c'est cette réflexion qui produit, sinon les halos circulaires, du moins ces nébulosités si gênantes autour des objets vivement éclairés.

Comme preuve de l'efficacité de cette condition, j'ai mis sous les yeux de la Société des clichés offrant sur la même plaque deux images du même point brillant obtenues successivement avec la même durée d'exposition. Celle du haut offre un halo extrêmement intense, celle du bas en est absolument dépourvue : pour obtenir ce résultat, chacune de ces plaques (gélatine ou collodion) avait été enduite par derrière, sur sa moitié inférieure, d'une pâte formée de noir de fumée et d'un mélange d'essences [1] ayant

---

[1] Ce mélange d'essence de girofle ($n = 1,520$), d'essence de térébenthine ($n = 1,480$), ou suivant les cas, d'essence de cannelle ($n = 1,610$) est très commode pour les opérations de laboratoire; il a l'avantage de ne pas sécher rapidement; on étend la pâte avec un pinceau sur le revers de la plaque, au moment de l'employer, et on l'essuie avant le développement.

Pour obtenir un mélange ayant l'indice d'un verre donné, on détache au diamant une bande de ce verre qu'on adoucit au besoin sur les tranches, de manière à obtenir une baguette à quatre arêtes réfringentes : on plonge cette baguette dans le mélange contenu dans une cuve à faces parallèles, et l'on observe le sens de la déviation d'une ligne brillante à travers un angle réfringent; si l'on part du liquide ayant l'indice plus faible que celui du verre et qu'on ajoute progres-

exactement le même indice que le verre. Cet enduit a suffi pour empêcher toute trace de halo. L'expérience sous cette forme est tout à fait décisive : elle permet de conclure que le problème de l'annulation du halo photographique est définitivement résolu.

SÉANCE DU 2 MAI 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 18 avril est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. APPERT (Léon), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, à Clichy.
DELEBECQUE, Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Thonon.
JARNIGON (Georges), Ingénieur électricien, à Paris.
SARASIN (Edouard), Docteur ès Sciences, à Genève (Suisse).
SAUSSE, Préparateur à la Faculté des Sciences de Caen.

M. P. JANET expose le résumé de ses recherches sur l'*aimantation transversale des conducteurs magnétiques*. Les champs magnétiques intérieurs aux conducteurs diffèrent des champs extérieurs en ce que la force magnétique en chaque point ne dérive pas d'un potentiel. C'est l'aimantation produite dans les corps magnétiques par ces forces non conservatrices (aimantation transversale) que l'auteur s'est proposé d'étudier. Le théorème de la conservation du flux d'induction s'étend à l'intérieur des conducteurs magnétiques ou non, ce qui permet de mettre en équation les problèmes d'aimantation transversale induite comme ceux d'aimantation induite de première espèce. Ces équations, appliquées au cas des cylindres conduisent à des résultats simples. Le cylindre circulaire, aimanté par un courant le parcourant dans le sens de sa longueur ne présente pas de densité apparente; les lignes d'aimantation sont des cercles concentriques au cylindre.

---

sivement le liquide ou la substance plus réfringente, on diminue, puis finalement on annule cette déviation : l'égalité d'indice est alors atteinte. L'emploi d'une lumière monochromatique et l'utilisation simultanée de deux angles réfringents opposés facilite beaucoup le réglage.

Je me propose de faire connaître ultérieurement un vernis ayant, *après dessiccation*, le même indice que le verre à vitre ordinairement employé; on pourra ainsi préparer à l'avance l'enduit noir *sec* des plaques photographiques destinées à servir loin du laboratoire obscur.

Le cylindre elliptique, au contraire, présente une densité superficielle apparente : la surface du cylindre est partagée en quatre quadrants, alternativement positifs et négatifs; l'observateur d'Ampère, placé suivant l'axe du cylindre et regardant le grand axe de la section droite, voit à gauche et en face les régions australes.

Ces conséquences ont été vérifiées par l'expérience.

1° *Cylindre circulaire.* Le cylindre d'acier employé est fendu en deux parties par un plan diamétral; après le passage du courant on les sépare, et l'aimantation transversale est révélée par un spectre; ce spectre est formé et projeté sous les yeux de la Société par M. Pellin.

2° *Cylindre elliptique.* Ce cylindre présentant une densité superficielle apparente, il n'est besoin d'aucun artifice pour la révéler au moyen d'un spectre dont la photographie est projetée. Le signe du magnétisme, exploré au moyen d'une petite boussole, est conforme à la théorie.

Pour obtenir des vérifications numériques, M. Janet a étudié le coefficient d'aimantation du fer en se fondant sur l'aimantation transversale de tubes cylindriques à sections circulaires. Les résultats obtenus ont sensiblement concordé avec ceux que donnent les méthodes classiques. Pour un fer de Suède non recuit et pour des forces magnétiques faibles, on a trouvé

$$k = 6,3 + 3,9f.$$

Lord Rayleigh a donné pour un fer analogue

$$k = 6,4 + 5,12f.$$

M. Lucien Poincaré fait, au nom de M. E. Mathias, une Communication sur la *chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés.*

M. E. Mathias a entrepris d'étudier la variation de la chaleur latente de vaporisation avec la température; les expériences peu nombreuses effectuées jusqu'ici étaient relatives à des températures isolées. La méthode employée par l'auteur est une méthode calorimétrique à température constante.

Le réservoir qui renferme le gaz liquéfié est placé dans un calorimètre, auquel le liquide emprunte la chaleur nécessaire à sa vaporisation. Mais, au lieu de laisser refroidir le calorimètre, ce qui dérangerait continuellement les conditions de l'expérience, on verse, pour ainsi dire, à chaque instant une quantité de chaleur connue, suffisante pour maintenir la température rigoureusement constante. Le thermomètre calorimétrique ne sert plus que d'appareil thermoscopique; on a tous les avantages d'une méthode de réduction au zéro. La vaporisation du liquide se fait à la température ambiante sous une pression réglée par un robinet à pointeau et aussi voisine que l'on veut de la pression de la vapeur saturée. Pour obtenir une quantité de chaleur connue, on se sert d'un flacon contenant de l'acide sulfurique tombant goutte à goutte dans le calorimètre. M. Mathias a préalablement

étudié avec le plus grand soin la chaleur q dégagée par la dissolution d'un poids π d'acide sulfurique dans l'eau. Une formule

$$q = \frac{a\pi}{b + \pi}$$

représente très exactement les résultats des expériences.

Pour obtenir des valeurs de la chaleur latente à diverses températures, il suffit de profiter de la variation annuelle de la température ou de porter la salle d'expériences à la température convenable.

Les mesures ont porté sur l'acide sulfureux, le protoxyde d'azote et plus particulièrement sur l'acide carbonique. Les gaz ont été obtenus très purs et analysés avec soin. Pour l'acide carbonique, l'auteur a poussé les mesures jusqu'à la température critique; il a pu constater que la chaleur de vaporisation tend rigoureusement vers zéro quand on s'approche de cette température; la formule de Clapeyron permet donc d'affirmer qu'au point critique la vapeur saturée et le liquide ont exactement la même densité. MM. Cailletet et Mathias avaient établi ce fait dans des expériences antérieures.

M. Blondel fait observer qu'on peut, sans avoir recours à l'acide sulfurique, obtenir très simplement une température constante dans un calorimètre en utilisant les propriétés calorifiques d'un courant.

On emploierait ici comme électrodes la paroi du calorimètre et celle du récipient même qu'il s'agit d'échauffer, en ayant soin de les faire du même métal; l'eau du calorimètre s'échaufferait par le passage du courant; on lui donnerait une conductibilité convenable par l'adjonction d'un sel du même métal que les électrodes.

Dans ces conditions, il serait facile d'établir un régime permanent de température, défini par l'énergie électrique dépensée par seconde dans le calorimètre et maintenue constante.

On peut par ce procédé obtenir des températures aussi élevées qu'on le désire : quiconque a employé des rhéostats liquides pour l'étude d'une machine dynamo-électrique sait combien l'ébullition de l'eau se produit facilement et peut même devenir gênante.

Dans des expériences telles que celles dont il s'agit, un courant de quelques ampères serait suffisant.

M. Lucien Poincaré répond que parmi les nombreux procédés que l'on peut employer pour verser de la chaleur dans le calorimètre, celui dont s'est servi M. Mathias paraît de beaucoup le plus précis : il ne nécessite que des mesures *préalables* très faciles et qui peuvent s'effectuer à $\frac{1}{2000}$ près. Les méthodes électriques nécessiteraient des appareils compliqués, exigeraient un contrôle *permanent* pendant toute la durée de l'expérience calorimétrique, et feraient intervenir des constantes mal déterminées.

M. Pellat fait observer qu'on peut tarer directement le pouvoir calorifique du courant, tout aussi bien qu'on tare celui de l'acide sulfurique.

Sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés;

Par M. E. Mathias.

La chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés a été l'objet d'un très petit nombre de travaux; Favre et Silbermann, Regnault, puis de nouveau Favre, M. J. Chappuis, s'en sont tour à tour occupés. Mais, jusqu'ici, les mesures étaient restées isolées et ne s'appliquaient guère qu'à une seule température : celle qui correspond soit à la température d'ébullition sous la pression atmosphérique, soit à la température de fusion de la glace, soit à la température sensiblement constante des salles calorimétriques ordinaires. Mon but, en reprenant cette étude, a été, au contraire, d'étudier la variation de la chaleur de vaporisation jusqu'au point critique, et de voir si, conformément à la théorie, cette quantité s'annule à cette température.

A l'exemple de Regnault, j'ai employé le calorimètre *à eau;* malheureusement, cet instrument a l'inconvénient de faire varier pendant l'expérience la température de l'eau, et, par suite, celle de la vaporisation du gaz liquéfié. Or la chaleur de vaporisation est une fonction de la température d'autant plus rapidement décroissante que l'on est plus près de la température critique. Il faut donc s'arranger pour que la température ne change pas ou change très peu. J'ai été nécessairement conduit à employer *une méthode calorimétrique à température constante telle que je puisse, d'une expérience à une autre, faire changer la température.*

A cet effet, le gaz liquéfié étant contenu dans un récipient métallique plongé dans l'eau du calorimètre, je compense, à chaque instant, le refroidissement du calorimètre provenant de la vaporisation du liquide au moyen d'une source de chaleur très exactement connue, et qui est la chaleur développée par la dilution, dans l'eau du calorimètre, d'un poids connu d'acide sulfurique concentré.

Comme on le voit, c'est une *méthode de zéro,* et le thermomètre ne sert que comme thermoscope; de plus, la mesure des quantités de chaleur est ramenée à une mesure de poids, qui

est la plus exacte de toutes. Enfin, comme la vaporisation s'effectue à la température ambiante de la salle d'expériences et sous la pression de la vaporisation, les corrections sont théoriquement toutes éliminées.

MESURE DE LA CHALEUR DE DILUTION DE L'ACIDE SULFURIQUE EMPLOYÉ.

Je remplis d'un poids connu d'acide une ampoule de verre, d'un poids également connu, que je ferme au chalumeau; puis je la brise dans le calorimètre à eau de M. Berthelot et j'observe l'élévation de la température.

L'acide dont je me suis servi dans les expériences définitives a une formule voisine de $SO^3,HO + \frac{1}{2}HO$; j'ai fait avec lui *dix* expériences en variant les poids d'acide et j'ai représenté très exactement les expériences par une formule hyperbolique.

Après deux ans, cette formule représentait encore au millième la chaleur de dilution de l'acide employé, comme M. P. Petit, chargé de cours à la Faculté des Sciences de Nancy, a bien voulu le vérifier sur les deux flacons d'acide sulfurique qui m'avaient servi.

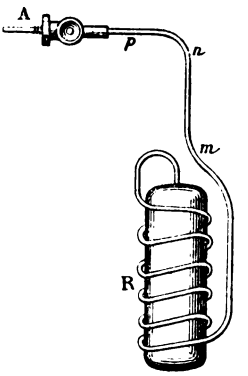
MESURE DE LA CHALEUR DE VAPORISATION D'UN GAZ LIQUÉFIÉ.

Description de l'appareil. — Le réservoir à gaz liquéfié est essentiellement un récipient cylindrique de cuivre R (*fig.* 1), fermé en bas, et communiquant à la partie supérieure avec un long serpentin de petit diamètre enroulé autour de lui; ce serpentin a un développement de 1^m environ. Le volume intérieur du réservoir et du serpentin est d'environ 60^{cc}. L'ensemble est plongé dans un calorimètre Berthelot, et est *doré extérieurement* pour empêcher l'attaque de l'acide. Le réservoir peut résister à une pression de plus de 100^{atm}.

Le serpentin est soudé à l'étain à un robinet à pointeau A, en nickel, qui communique, à l'aide d'un raccord et d'un tube de cuivre avec un robinet à pointeau B de grandes dimensions (*fig.* 2). Le tube de jonction est interrompu en son milieu par un étranglement précédé d'un raccord en laiton dont la troisième branche se rend à un manomètre métallique sensible H. Au sortir

du robinet B, le gaz s'échappe au dehors en passant à travers un barboteur à glycérine Z, qui permet de se rendre compte de la régularité de la vaporisation. L'isolement thermique du réci-

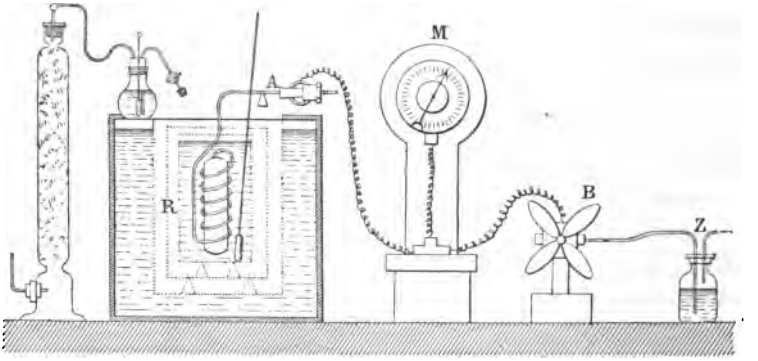
Fig. 1.



pient R est réalisé au moyen d'un raccord en *celluloïd,* matière plus isolante que le bois. L'appareil comprend, en outre, un flacon de verre rempli de l'acide sulfurique précédemment étudié, et fermé hermétiquement.

Expérience de vaporisation. — Le récipient R, soigneusement desséché et pesé, est installé sur le calorimètre (*fig.* 2) pendant

Fig. 2.



plusieurs heures pour qu'il prenne bien la température de la salle d'expérience. Je fais de même pour le flacon à acide, taré à

l'avance, qui est simplement posé sur le feutre de l'enceinte calorimétrique, où il est maintenu par un fil de fer. Puis je verse dans le calorimètre 1000^{gr} d'eau distillée et j'y plonge un thermomètre calorimétrique de Baudin qui me sert en même temps d'agitateur. Après quelques minutes, j'observe le refroidissement initial; puis je commence l'expérience en ouvrant *très lentement* le robinet A, le robinet B étant fermé. Au bout de trois ou quatre minutes, le manomètre s'arrête et indique la pression p de la vapeur saturée à la température t° de l'expérience.

Pendant tout le temps de la vaporisation du liquide, je fais couler goutte à goutte dans le calorimètre l'acide sulfurique du flacon de verre taré, en ayant soin de mélanger les couches d'eau avec le thermomètre calorimétrique. Je puis ainsi facilement maintenir la température constante à quelques centièmes de degré près en plus ou en moins de la température initiale.

J'ouvre alors lentement le robinet B et je règle l'écoulement du gaz de façon qu'il se fasse sous une pression $p - \varepsilon$ constante; la diminution de pression ε est aussi petite que l'on veut, et, en la faisant varier, on fait varier le débit. La détente est ainsi réduite au minimum. A la fin de l'expérience (durée de l'écoulement quinze minutes environ), je ferme brusquement le robinet B; la pression remonte rapidement, non à la valeur p primitive, mais à une valeur $p - \varepsilon'$ un peu inférieure, et qui est la pression de la vapeur saturée à la température t' de l'intérieur du récipient R, laquelle est un peu plus basse que la température constante du calorimètre (1); puis, l'appareil se réchauffant, la pression reprend sa valeur initiale p (2).

Après l'arrêt de l'écoulement par la fermeture du robinet B, je verse dans le calorimètre un petit excès d'acide sulfurique, de ma-

---

(1) La connaissance de ε' permet de calculer l'abaissement $t - t'$ de la température intérieure, connaissant par les Tables de Regnault la variation de pression par degré; $t - t'$ n'a généralement pas dépassé $0^{\circ},3$.

(2) Soient P' la perte de poids du récipient R et P le poids vrai du liquide vaporisé, on a, δ et δ' étant les densités du liquide et de la vapeur saturée à t°,

$$P = P' \frac{\delta}{\delta - \delta'}.$$

nière que la température soit de $0^\circ,05$ environ supérieure à la température initiale t°. Le calorimètre prend alors son équilibre de température, et j'observe le refroidissement final pendant un temps plus ou moins long.

L'expérience est alors terminée. Je ferme le récipient A, je défais le raccord et je lave le récipient à l'eau distillée, puis à l'alcool, après quoi je le porte sous la balance. Je note de même la diminution de poids du flacon à acide, et j'ai tout ce qu'il faut pour calculer λ_t.

Expériences de vaporisation au-dessus de la température ambiante. — Ce qui précède se rapporte aux expériences faites dans les limites annuelles de la température de la salle de recherches ($+2^\circ,5$ à $+22^\circ$). Pour opérer entre $+22^\circ$ et $+35^\circ$, par exemple, la méthode est modifiée de la manière suivante :

Au moyen d'un système convenable de lampes à gaz munies de régulateurs, je porte la salle d'expériences un peu au-dessus de la température t° *où je veux opérer,* et je maintiens la température sensiblement constante. Je remplis alors d'eau à la température $t^\circ + 2$ environ l'enceinte du calorimètre Berthelot; enfin le calorimètre est rempli de 100^{gr} d'eau à t° et fermé par un couvercle laissant passer le tube vertical du réservoir à gaz liquéfié. Un thermomètre sensible donne la température de l'eau du calorimètre et du réservoir à gaz. Il s'établit alors, entre l'air de la salle, l'enceinte calorimétrique et le calorimètre, un équilibre tel que, si tout est bien réglé, la température du calorimètre varie avec une extrême lenteur. Avec un peu d'habitude on peut, à moins de $0^\circ,05$, amener et maintenir l'eau du calorimètre à t°.

Dans ces conditions, j'enlève le couvercle du calorimètre et je procède à l'expérience comme à la température ordinaire, à cela près que les vitesses de refroidissement sont un peu plus grandes. Le seul inconvénient de cette méthode est d'obliger l'opérateur à demeurer à la température t° de l'expérience.

Au voisinage du point critique, le coefficient $\frac{\delta}{\delta - \delta'}$, qui sert à calculer le poids vrai P de liquide vaporisé, prend des valeurs très grandes, et le poids P′ du gaz qui *sort* doit être de plus en plus

restreint pour éviter un trop grand débit et par suite la détente. Il peut suffire alors de faire écouler le gaz *dans le manomètre métallique* qui indique la pression, le robinet B étant fermé.

Mes expériences ont porté sur l'acide sulfureux, l'acide carbonique et le protoxyde d'azote liquides. Étudions-les séparément.

RÉSULTATS.

Acide sulfureux. — L'acide sulfureux liquide provenait de l'usine Pictet, de Paris.

Voici les résultats obtenus à la température ordinaire avec deux échantillons de gaz différents.

t°.		Liquide vaporisé.	Durée de l'évaporation.	Chaleur développée par l'acide.	Correction du refroidissement.	λ observé.		λ calculé.
0		gr	m	Cal	Cal	Cal		Cal
5,74		30,992	22	2855,2	10,8	89,38		89,67
9,44		11,936	20	1061,8	32,1	88,12		88,24
10,225		25,960	25,5	2228,6	16,5	87,16		
10,50	10,50	33,798	21	2948,3	27,4	87,43	87,32	87,84
10,445		20,318	23	1857,8	11,0	87,48		
12,23		32,437	25	2878,8	16,0	87,30		87,19
19,95		15,119	13	1390,1	21,1	84,48		84,21

On voit que la chaleur de vaporisation décroît lorsque la température s'élève. Il est intéressant de comparer les nombres fournis par l'expérience à ceux que donne la formule de Clapeyron

$$\lambda = \frac{T}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt}.$$

Ces nombres ont été publiés dans un travail antérieur en collaboration avec M. Cailletet; on peut, de 0° à 40°, les représenter par la formule linéaire

$$\lambda = 91^{\text{Cal}},87 - 0,384\,t$$

qui donne, pour $t = 0$, un nombre presque identique à la valeur $91^{\text{Cal}},7$ trouvée par M. J. Chappuis. Cette même formule repré-

sente aussi très bien les nombres que j'ai trouvés expérimentalement, comme le montre la dernière colonne du Tableau précédent [1].

Acide carbonique. — L'acide carbonique sur lequel j'ai expérimenté a été préparé et liquéfié par moi; sa pureté était prouvée par l'analyse. Mes expériences ont porté sur *trois* échantillons de liquides différents contenant respectivement 0,71, 2,15 et 0,60 pour 100 d'air en volume. Tous les résultats obtenus pour la chaleur de vaporisation de l'acide carbonique sont contenus dans le Tableau suivant, auquel j'ai joint le nombre trouvé à 0° par M. J. Chappuis et les trois nombres de Regnault calculés à nouveau en tenant compte de la densité de vapeur saturée. Les expériences faites au-dessus de la température ordinaire sont celles dont la température est supérieure à 22°,04. Enfin j'ai distingué par un, deux ou trois astérisques les échantillons de liquides caractérisés par les proportions d'air citées plus haut.

---

[1] M. J. Bertrand a démontré théoriquement que la chaleur de vaporisation est une fonction linéaire et décroissante de la température lorsqu'on peut : 1° négliger le volume spécifique du liquide devant celui de la vapeur saturée; 2° appliquer à la vapeur saturée la formule $pv = RT$, avec un coefficient R différent de celui des gaz parfaits (*Thermodynamique*, p. 76).

Ces deux hypothèses sont réalisées lorsqu'on est suffisamment loin du point critique, ce qui est le cas présent.

t°.		Liquide vaporisé.	Durée de la vaporisation (1).	Chaleur développée par l'acide.	Correction du refroidissement.	λ observé.		λ calculé.
						Cal		Cal
0°		(Nombre de M. Chappuis).....				56,25		56,75
		gr	m	Cal	Cal			
* 6,65		16,428	25	827,8	12,7	50,76		51,05
* 6,95		14,496	23,5	766,9	21,2	51,36		50,77
* 7,25		16,860	25	847,2	32,1	50,26		50,47
* 8,25	8,35	9,784	28	522,2	42,4	48,75	45,33	49,42 (2)
* 8,30		10,173	20	501,6	21,3	49,15		
* 8,50		15,093	15	742,2	21,3	50,86		
* 12,35		28,458	17	1260,2	16,0	44,97		45,23
** 13,69		11,614	25	492,4	14,9	42,02		43,80
15,627		(Nombre de Regnault).....				40,36		41,35
** 16,28	16,45	13,915	30	591,8	33,9	39,04	89,92	40,30
** 16,63		11,379	16	492,5	28,6	41,67		
16,751		(Nombre de Regnault).....				41,03		39,90
17,375		(Nombre de Regnault).....				39,90		38,80
** 22,04		10,860	26,5	370,25	46,1	31,80		32,00
** 26,23		9,326	28	334,0	91,4	22,50		22,80
** 28,13		14,609	29	478,55	127,2	19,35		18,34
*** 29,85		10,402	14	187,6	66,25	14,40		11,64 (3)
*** 30,59		18,203	24	163,05	120,0	7,26		7,01
*** 30,82		7,515	20	111,7	94,6	3,72		4,61

Les nombres de la dernière colonne de ce Tableau ont été calculés par la formule

$$\lambda^2 = 118,485(31 - t) - 0,4707(31 - t)^2,$$

proposée par MM. Cailletet et Mathias pour représenter les nombres fournis par la formule de Clapeyron quand on y remplace u, u' et $\frac{dp}{dt}$ soit par les données existantes, soit par celles des

(1) C'est le nombre de minutes qui s'écoulent entre l'ouverture du robinet A et le moment où, le robinet B étant de nouveau *seul* fermé, la pression a repris sensiblement sa valeur initiale.

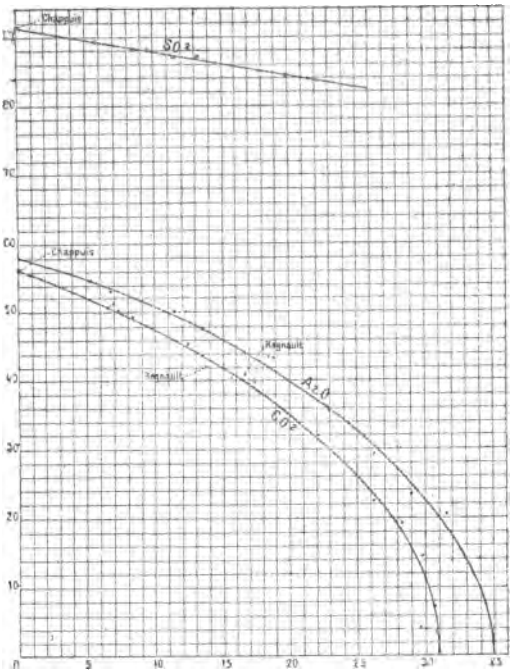
(2) L'expérience à 8°,50 étant entachée de détente et moins bonne que les deux qui la précèdent et qui ont été faites *avec le même liquide*, je l'ai comptée avec un *poids* moitié des deux autres. J'ai fait de même pour l'expérience à 16°,63.

(3) Expérience fortement entachée de détente.

formules de M. Sarrau. L'accord des nombres trouvés et calculés comme je viens de le dire est *une vérification très satisfaisante de la formule de Clapeyron.*

Si l'on construit la courbe (*fig.* 3) qui a pour abscisses les températures et pour ordonnées les nombres expérimentaux :

Fig. 3.



La tangente à la courbe au point critique est perpendiculaire à l'axe des abscisses.

Il semble que l'on est en droit d'en conclure que :

Au point critique, la chaleur latente λ *est rigoureusement nulle, et par suite, à la même température, l'égalité* $u = u'$ *est aussi parfaitement rigoureuse.*

Protoxyde d'azote. — L'étude de ce corps [1] a porté sur deux échantillons de gaz différents. Le premier, très pur, contenait seulement 1,5 pour 100 d'air en volume. Le second, très impur, contenait encore, *après l'achèvement de toutes les expériences,* 6 pour 100 d'azote en volume; cette forte proportion de gaz étranger n'est qu'un minimum, car la quantité d'azote dissoute va en diminuant au fur et à mesure que la bouteille se vide. La forte correction à laquelle on est conduit rend les résultats douteux et leur ôte toute valeur *quantitative,* pour ne leur laisser qu'une valeur *qualitative.*

Tous les résultats obtenus sont consignés dans le Tableau suivant; les expériences faites à la température ordinaire, avec le premier échantillon, sont marquées d'un astérisque; les autres, faites à température plus élevée et avec le gaz impur, sont marquées de deux astérisques.

t°.	Liquide vaporisé.	Durée de la vaporisation.	Chaleur développée par l'acide.	Correction du refroidissement.	λ observé.	λ calculé.
°	gr	m	Cal	Cal	Cal	Cal
* 5,27	10,365	20	535,7	19,6	54,45	56,5
* 6,70	9,225	20	547,1	31,8	52,8	55,6
* 9,00	7,594	15	409,3	0	51,7	53,9
* 10,00	19,756	20	979,9	46,0	52,3	53,2
* 11,15	13,074	20	656,4	12,7	50,0	52,3
* 12,09	11,364	20	580,7	31,0	50,0	51,5
* 12,50	7,424	22	403,1	22,6	48,5	51,15
* 13,25	5,703	17	314,7	38,2	47,8	50,5
* 18,50	26,453	18	1161,3	53,2	43,65	44,76
* 18,90	29,100	17	1249,1	35,1	43,55	44,36
** 22,86	5,285	16	269,6	17,7	35,5	40,0
** 26,20	4,771	17	166,7	18,0	29,6	35,3
** 28,98	4,972	17	170,9	62,9	23,6	30,4
** 31,47	8,097	15	209,9	124,9	20,9	24,9
** 34,94	5,285	15	227,0	201,4	0	10

On voit que la chaleur de vaporisation décroît constamment lorsque la température s'élève. Les nombres de la dernière co-

---

[1] Le protoxyde d'azote liquide a été préparé par M. Duflos, pharmacien à Paris, par la décomposition pyrogénée de l'azotate d'ammoniaque *pur*.

lonne du Tableau précédent ont été calculés par la formule

$$\lambda^2 = 131,75(36,4 - t) - 0,928(36,4 - t)^2,$$

donnée antérieurement pour représenter les nombres fournis par la formule de Clapeyron [1].

CHALEUR SPÉCIFIQUE DES VAPEURS SATURÉES.

Les résultats précédents permettent quelques considérations générales sur la *chaleur spécifique des vapeurs saturées* dans les deux cas extrêmes : 1° où l'on est au voisinage immédiat du point critique; 2° où l'on est *loin* du point critique, le volume spécifique du liquide étant négligeable devant celui de la vapeur saturée.

Premier cas. — L'étude expérimentale de l'acide carbonique et du protoxyde d'azote montre que la tangente à la courbe $\lambda = f(t)$ tend à devenir parallèle à l'axe des ordonnées au point critique, c'est-à-dire que $\frac{d\lambda}{dt}$ est négatif et croît indéfiniment en valeur absolue.

Soient donc : m' la chaleur spécifique de la vapeur saturée, m la chaleur spécifique du liquide, T la température absolue; on a

$$m' = m + \frac{d\lambda}{dt} - \frac{\lambda}{T}.$$

Au point critique, $m' = -\infty$. En généralisant, on peut dire :

Au voisinage de ce point, la chaleur spécifique de la vapeur saturée est toujours négative; toutes les vapeurs se comportent comme la vapeur d'eau, c'est-à-dire se liquéfient partiellement par l'effet d'une détente adiabatique.

Or, dans tous les cas connus, la chaleur spécifique de vapeur saturée est *croissante* avec la température. Au voisinage du point

---

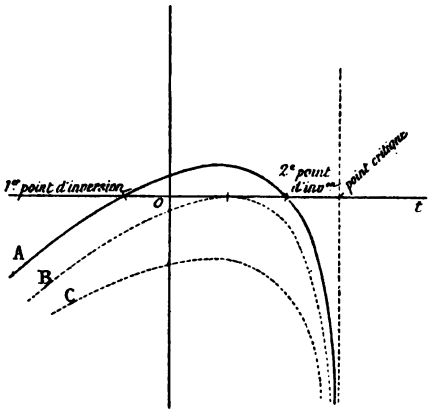
[1] CAILLETET et MATHIAS, *Séance de la Soc. de Phys.*, p. 186; 1886. Si l'on fait abstraction des cinq dernières expériences, on observe pour les dix premières une différence systématique entre les nombres *calculés* et *observés*. Cela prouve que le protoxyde d'azote dont M. Cailletet et moi nous sommes servis pour nos expériences entre $+4^\circ,0$ et $+33^\circ,9$ contenait de 3 à 4 pour 100 de gaz étranger en poids.

critique, elle est, au contraire, *toujours décroissante;* elle passe donc par un maximum. D'où cette proposition :

S'il y a un point d'inversion de la chaleur spécifique de vapeur saturée, celle-ci passant du négatif au positif, il y en a un second au voisinage du point critique, le passage ayant lieu du positif au négatif lorsque la température croît (¹).

La courbe ci-contre justifie suffisamment cet énoncé (*fig.* 4).

Fig. 4.



Second cas. — M. J. Bertrand a démontré, comme nous l'avons vu, que la chaleur de vaporisation λ est une fonction linéaire et décroissante de la température. On a

$$\lambda = a - bT,$$

d'où

$$m' = m + \frac{d\lambda}{dt} - \frac{\lambda}{T} = m - \frac{a}{T}.$$

La chaleur spécifique de vapeur saturée est croissante avec la température, toujours moindre que celle du liquide, et la différence varie en sens inverse de la température absolue.

(¹) Dans un travail encore inédit, M. P. Duhem est arrivé en même temps que moi, et par une voie entièrement théorique, aux mêmes propositions sur la chaleur spécifique de la vapeur saturée au voisinage du point critique; ces propositions nous sont donc communes.

On peut encore dire :

A une même température, l'expression $\frac{m - m'}{a}$ *a la même valeur pour les différents corps, et est égale à l'inverse de la température absolue.*

Par différentiation, l'équation ci-dessus donne

$$dm' = dm + \frac{a}{T^2} dt.$$

On reconnaît facilement que le terme $\frac{a}{T^2} dt$ est prépondérant dans le second membre; si donc on néglige dm devant dm', on peut, avec une approximation moyenne, dire :

A une même température, la variation par degré de la chaleur spécifique de vapeur saturée est proportionnelle pour chaque corps à un nombre fixe, et en raison inverse du carré de la température absolue.

On voit également que dm' diminue assez rapidement lorsque la température s'élève, ce qui fait prévoir un *maximum* de la chaleur spécifique de vapeur saturée; c'est la conséquence à laquelle a déjà conduit l'étude de m' au voisinage du point critique.

SÉANCE DU 16 MAI 1890.

PRÉSIDENCE DE M. FRIEDEL.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 2 mai est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. Woulff, Agrégé de l'Université de Varsovie (Russie).

M. Bouty expose les premiers résultats de ses recherches *sur les condensateurs en mica*. On explique souvent les décharges résiduelles des condensateurs par une pénétration plus ou moins profonde, dans la masse du diélectrique, des électricités opposées des deux armatures. S'il en était ainsi et dans le cas de condensateurs à lame diélectrique très mince, les électricités cheminant dans la masse finiraient par se réunir, et, au bout

d'un temps suffisant, un courant d'intensité uniforme i traverserait le circuit du condensateur. Tout se passerait alors, à l'extérieur, à peu près comme si la lame diélectrique était remplacée par un conducteur de résistance très grande, mais bien déterminée. D'ailleurs, quand on réduirait au dixième la surface active (ou la capacité) du condensateur, ce courant devrait aussi se réduire au dixième de son intensité.

Or voici ce que donne l'expérience. L'intensité du courant dans le circuit d'un microfarad en mica est d'abord relativement considérable, même si le condensateur a d'abord été chargé un instant sans interposition d'aucune résistance. Mais, au bout de deux heures environ, si l'isolement du circuit est très soigné, le courant se réduit à une intensité extrêmement petite, désormais invariable. Si l'on vient alors à former les subdivisions 0,2 — 0,2 — 0,5 du condensateur, l'intensité du courant ne change pas. *Le courant résiduel observé ne peut donc être attribué au passage de l'électricité à travers le diélectrique*, il ne provient que de l'imperfection de l'isolement des diverses parties du circuit et du condensateur lui-même.

Les mesures électrométriques effectuées auraient permis de constater avec certitude une variation d'intensité du courant atteignant $3,5.10^{-13}$ ampères. Si l'on attribue au mica une constante diélectrique K et une résistance spécifique ρ déterminées, le produit $K\rho$ doit, d'après cette expérience, être supérieur à $3,19.10^{20}$ ohms et par conséquent ρ doit surpasser $3,19.10^{19}$ ohms. Ce serait la résistance d'une colonne de mercure de 1^{mmq} de section et de longueur mille fois supérieure à la distance du Soleil à Sirius.

M. Bouty établit encore qu'il est impossible d'expliquer le résultat de ses expériences en comparant le mica à un électrolyte ordinaire qui se polarise. La force électromotrice de polarisation maximum devrait être supérieure à 20 à 30 volts, ce qui n'a lieu pour aucun électrolyte connu, et la capacité de polarisation serait dix millions de fois plus faible que celle d'électrodes de platine dans l'eau acidulée. Enfin on ne peut invoquer une résistance au passage résultant de la formation d'une couche de silice à l'anode; l'épaisseur de cette couche ne pourrait atteindre la dix-billionième partie de la longueur d'onde de la raie ultra-violette la plus réfrangible du spectre du cadmium.

Ne vaut-il pas mieux comparer, avec Maxwell, la polarisation diélectrique à un phénomène élastique, et admettre que la constante diélectrique croît avec la durée de la polarisation comme le fait la torsion d'un fil soumis indéfiniment à l'action d'un couple constant? Les résidus électriques sont, dans cette hypothèse, comparables aux résidus élastiques.

M. Witz expose le résultat de ses recherches sur les phénomènes lumineux et électriques que l'on observe quand, après avoir illuminé un tube de Geissler, on l'introduit dans un champ magnétique intense. Il a opéré dans des champs de 4400 unités embrassant toute la hauteur des tubes, de 12000 à 14000 unités entre des pièces polaires cylindriques de 25^{mm} de diamètre et de 19400 unités entre des pièces tronconiques de 3^{mm} de base :

bien que l'électro-aimant employé ne soit pas éloigné de la saturation, on pourrait obtenir des champs plus intenses en l'excitant par des courants plus intenses, comme on le fera dans la suite.

Les phénomènes lumineux se voient à l'œil nu et s'observent au spectroscope. A l'œil nu, les tubes changent notablement d'aspect, ainsi que MM. Plucker, de la Rive, Trève, etc. l'ont déjà signalé; mais la variété et l'éclat du phénomène défient pour ainsi dire la description. Le fait le plus remarquable est sans aucun doute le suivant, qui ne paraît pas avoir attiré suffisamment l'attention des précédents observateurs : le fil de la cathode est entouré, à l'état normal, d'une gaine cylindrique violacée qui s'étire et s'aplatit sous l'action du champ, et forme une cloison dans l'ampoule; cette cloison est d'autant plus mince que le champ est plus intense, et alors ses bords se découpent avec netteté sur le fond obscur de l'espace de Crookes. Or, ce plan lumineux dessine visiblement aux yeux les lignes de force du champ; dans un champ uniforme, ses bords sont parallèles et sa forme est rectangulaire; dans un champ quelconque, la cloison prend une forme trapézoïdale dont les cotes curvilignes sont plus ou moins divergentes.

Au spectroscope, on vérifie l'exactitude des observations du P. Secchi et de M. Chautard; il naît des raies nouvelles; dans les gaz à double spectre, on voit apparaître le spectre secondaire; les bandes se résolvent en faisceaux de raies sans que toutefois on puisse dire que les raies se déplacent. L'effet du champ est du même ordre que celui qui est produit par un rétrécissement du tube ou une augmentation d'intensité du courant.

L'étude des phénomènes électriques est plus intéressante encore : on a reconnu depuis longtemps que l'effluve lumineux est dévié conformément aux lois de l'Électrodynamique et que la résistance apparente augmente. M. Witz s'est surtout attaché à mesurer ce dernier effet en le rapprochant de l'intensité du champ déterminée par la rotation du plan de polarisation dans le sulfure de carbone. Il ne saurait être question d'évaluer en ohms la résistance d'un tube qui ne se comporte nullement comme un conducteur ordinaire traversé par une décharge discontinue et oscillatoire et qui n'obéit pas à la loi d'Ohm : on ne peut que mesurer les volts entre les électrodes et les milliampères du courant fictif qui en résulte, ces deux grandeurs étant du reste indépendantes. La différence de potentiel se détermine par la méthode de M. Schultz, dite *des étincelles équivalentes;* le courant se mesure au galvanomètre. De nombreuses observations ont été faites : la différence de potentiel croît avec l'intensité du champ, mais pas proportionnellement, et l'effet change avec la nature du gaz et la forme du tube; mais en général l'action est plus énergique sur le chlore, le brome, le fluorure de silicium, etc. L'action des pôles n'est pas la même sur l'anode que sur la cathode; elle est prédominante sur la cathode pour l'air, sur l'anode pour le chlore. On obtient des effets intenses en agissant sur un seul point du tube.

M. Witz continue ses recherches en employant un tube spécial, permet-

tant de faire varier à volonté la distance explosive, la pression et la nature du gaz.

M. G. Chaperon résume les faits qu'il a ajoutés à son travail de 1889 sur *les mesures par les courants alternatifs*. Il indique le moyen de diminuer les effets de la polarisation dans les électrolytes par l'emploi de leurs grandes résistances. Il montre aussi une petite bobine transformatrice permettant d'employer des courants très faibles et augmentant la sensibilité du téléphone.

Il donne ensuite deux méthodes de mesures de la self-induction et de la capacité par les courants vibratoires. Les calculs démontrant les formules nécessaires figurent dans le Mémoire détaillé qu'il a remis à la Société. On peut évaluer par cette méthode très rapidement les rapports de deux self-inductions ou de deux capacités. Une self-induction ou une capacité ne peuvent au contraire s'équilibrer comme dans la méthode des décharges.

Une expérience faite sur deux bobines géométriquement égales, mais formées de fils de métaux différents, montre que la capacité des bobines ordinaires enroulées dans le même sens est inappréciable par nos moyens d'observation.

Sur les condensateurs en mica;

Par M. E. Bouty.

J'ai réalisé quelques expériences en vue de savoir comment se comporte un condensateur en mica (microfarad), lorsqu'on met ses deux armatures en communication permanente avec les deux pôles d'une pile.

1. On explique souvent les décharges résiduelles des condensateurs par une pénétration plus ou moins profonde, dans la masse du diélectrique, des électricités opposées des deux armatures. S'il en était ainsi, et dans le cas de condensateurs à lame diélectrique suffisamment mince, les électricités cheminant dans la masse finiraient par se réunir, et, au bout d'un temps suffisant, un courant uniforme d'intensité i traverserait le circuit du condensateur. Tout se passerait alors, à l'extérieur, comme si la lame diélectrique était remplacée par un conducteur métallique de résistance r déterminée. La valeur de cette résistance dépendrait des lois de la pénétration; elle serait évidemment en raison inverse de la surface armée S du condensateur, et croîtrait, avec l'épaisseur e du diélectrique, suivant une loi inconnue. Si, pour plus de simplicité,

l'on suppose r indépendant de la différence de potentiel entre les deux armatures du condensateur et proportionnel à e, on aura, en désignant par ρ une constante spécifique,

$$r = \rho \frac{e}{S},$$

et ρ jouera le rôle d'une résistance spécifique.

On a d'ailleurs pris l'habitude d'attribuer couramment aux diélectriques une résistance spécifique propre, sans qu'on se soit préoccupé, semble-t-il, de justifier cette conception en prouvant que les résistances qu'on a eu l'occasion de mesurer par les méthodes classiques sont bien indépendantes de l'intensité du courant, et surtout de la durée de son passage, comme cela a lieu pour les conducteurs métalliques et électrolytiques.

2. Pour savoir ce qu'il en faut penser, j'ai introduit, dans le circuit du condensateur que j'étudiais, une résistance en graphite R très considérable en valeur absolue (200 à 400 mégohms), quoique très faible par rapport à la résistance r à évaluer. Cette résistance est formée par un ou plusieurs traits de crayon très fins tracés sur une plaque épaisse d'ébonite dépolie et aboutissant par leurs extrémités à deux plages où la plaque est uniformément noircie au crayon et recouverte d'une feuille d'étain serrée par une pince à pile. Cette résistance est étalonnée avant et après chaque mesure par comparaison avec un mégohm de la maison Carpentier.

On mesure, à l'aide d'un électromètre capillaire de M. Lippmann, la différence de potentiel iR aux deux extrémités de la résistance du graphite; on en déduit i, puis l'on calcule r par la formule

$$(1) \qquad i = \frac{E}{R + r}.$$

La force électromotrice introduite dans le circuit est celle de 1 à 20 éléments Daniell.

On sait que les microfarads commerciaux sont formés de plusieurs condensateurs distincts que l'on peut associer de manière à fournir une capacité d'un nombre quelconque de dixièmes de microfarad. Opérons séparément sur l'un de ces condensateurs de capacité électromagnétique c. Soient K la constante diélectrique du mica rapportée à une durée de charge infinie, v le rapport des

unités électromagnétiques et électrostatiques, on a

$$(2) \qquad c = \frac{KS}{4\pi e v^2},$$

et puisque nous admettons que

$$(3) \qquad r = \rho \frac{e}{S},$$

ρ étant une constante, il en résulte

$$(4) \qquad cr = \frac{K\rho}{4\pi v^2}.$$

Le second membre de (4) ne contient que des constantes; la résistance fournie par la formule (1) doit donc se trouver en raison inverse de la capacité c (bien entendu, au sein d'un même microfarad, pour lequel le constructeur a dû employer des matériaux de même origine).

3. Voici maintenant ce que donnent les expériences. L'intensité du courant est toujours considérable au début, même si le condensateur a été d'abord chargé par un contact plus ou moins prolongé sans résistance interpolaire. Nous supposerons qu'on s'est placé dans ce dernier cas, particulièrement instructif. Quand on introduit alors la résistance R, la différence de potentiel à ses deux bouts, mesurée à l'électromètre, est d'abord nulle; mais elle croît très rapidement dans les premiers instants, puis d'une manière plus lente jusqu'à un maximum dont l'époque T et la valeur IR dépendent de la durée t de charge initiale et de la grandeur de R. Pendant toute cette période, antérieure au maximum, la différence de potentiel entre les armatures du condensateur décroît, en vertu de l'absorption d'électricité dont nous voudrions surprendre le mécanisme, depuis la valeur initiale E jusqu'à E — IR; à l'instant précis du maximum, ce courant d'intensité I apporte une quantité d'électricité justement égale à la quantité absorbée. En faisant varier R et t dans des limites très larges, on aurait ainsi un moyen assez commode d'étudier les lois de l'absorption.

Si l'on continue à observer la différence de potentiel aux deux bouts de R, au delà du maximum, on constate que cette différence diminue peu à peu : la différence de potentiel des armatures croît

d'une quantité correspondante, mais bien plus lentement qu'elle ne ferait sans le phénomène de l'absorption; celle-ci continue donc au delà du maximum. Sa durée n'a d'autre limite que la durée même du courant variable manifesté par l'électromètre.

Habituellement, la limite i vers laquelle paraît tendre l'intensité du courant n'est pas rigoureusement nulle; mais au bout de deux heures, par exemple, le faible courant qui persiste demeure désormais invariable. La valeur limite de i dépend essentiellement de l'état d'isolement du circuit. En multipliant à cet égard les précautions, on parvient à rendre iR extrêmement petit, à moins que le condensateur ne présente des fuites intérieures accidentelles, ce que l'on a quelquefois l'occasion de constater [1].

4. Avec un microfarad neuf, construit par M. Carpentier, et une force électromotrice de 11 volts environ (10 daniells neufs au sulfate de zinc), j'ai trouvé pour la valeur limite de i

$$i = 1,59.10^{-11} \text{ ampères.}$$

Alors, l'état permanent étant établi, on a fermé successivement les subdivisions 0,2, — 0,2, — 0,5 du condensateur, de manière à réduire la capacité au dixième de sa valeur initiale. L'intensité i, qui, d'après les formules (1) et (4), devrait se trouver divisée sensiblement par 10, demeure invariable à $\frac{1}{45}$ près de sa valeur, c'est-à-dire à la limite de précision que comportait, dans ces conditions, l'électromètre que j'ai employé. *Le courant résiduel observé ne peut donc être attribué au passage de l'électricité à travers le diélectrique;* il ne provient que de l'imperfection de l'isolement des diverses parties du circuit et du microfarad lui-même.

Cette expérience est décisive. Puisqu'on peut apprécier, dans les conditions où j'ai opéré, un courant d'intensité

$$\frac{1,59.10^{-11}}{45} = 3,5.10^{-13} \text{ ampères,}$$

le courant qui passait d'une manière permanente *à travers le dié-*

---

[1] En ce cas, quand on vient à boucher la subdivision du condensateur où se trouve la fuite, l'intensité i du courant baisse très rapidement pour se fixer à une valeur beaucoup plus faible.

lectrique du condensateur formé par les subdivisions 0,2, — 0,2, — 0,5 (0,9 microfarad), et dont on n'a pu constater l'existence, était certainement inférieur à cette limite; on en déduit par la formule (4)

$$K\rho > 3,19.10^{20} \text{ ohms.}$$

M. J. Curie [1], dont les expériences sur la résistance des isolants cristallisés sont d'ailleurs parfaitement d'accord avec les miennes, a trouvé pour le mica des condensateurs de M. Carpentier des valeurs de K comprises entre 4 et 8, suivant la durée de la charge. Admettons 10 si l'on veut, on aura encore

$$\rho > 3,19.10^{19} \text{ ohms.}$$

Ce serait la résistance d'une colonne de mercure de 1^{mmq} de section et de longueur telle que la lumière, se propageant dans le vide, mettrait plus de 3000 ans à se transmettre d'une extrémité à l'autre de la colonne.

5. Il faut donc admettre qu'à la température ordinaire, et tout au moins pour des différences de potentiel qui ne dépassent pas 20 volts, *une lame mince de mica oppose un obstacle absolu au passage continu de l'électricité à travers son épaisseur.* Il reste à fixer la nature physique de cet obstacle.

L'énoncé qui précède exclut toute pénétration des charges, toute assimilation d'un diélectrique avec un conducteur impolarisable. Mais ne pourrait-on attribuer au mica une certaine conductibilité électrolytique? La plupart des diélectriques liquides doivent en effet à des traces d'impuretés une faible conductibilité de cette nature qui se superpose à leur pouvoir diélectrique [2]. Il pourrait en être de même ici.

On remarquera que, si les effets généraux observés dans notre expérience rappellent ceux qui se produisent dans un circuit comprenant une cellule électrolytique polarisable et une pile dont la force électromotrice est inférieure à la polarisation maximum de

---

[1] J. Curie, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1888.

[2] On se fera une idée nette de ce qui se passe, si l'on suppose les filaments conducteurs et les filaments diélectriques juxtaposés, ou, ce qui revient au même, si l'on considère un conducteur électrolytique B établi en dérivation sur un condensateur parfait A. La différence de potentiel entre les armatures de A est alors

la cellule, il y a toutefois des différences essentielles relatives : 1° à la grandeur de la polarisation; 2° à la quantité d'électricité mise en jeu; 3° à l'allure du courant de dépolarisation.

1° On ne connaît pas de cellule électrolytique dont la polarisation maximum dépasse 3 ou 4 volts. Il faudrait admettre ici une polarisation supérieure à 20 volts.

2° La capacité de polarisation du platine dans l'eau acidulée est de l'ordre de grandeur de 0,1 microfarad par millimètre carré et peut servir de terme de comparaison moyen. Or la surface armée d'un condensateur de mica est de l'ordre du mètre carré; sa capacité de polarisation serait donc comparable à 10^5 microfarads, c'est-à-dire que la quantité d'électricité *absorbée* (ou l'intégrale du courant observé dans mes expériences) pourrait égaler cent mille fois la charge normale. On la trouve comprise entre $\frac{1}{100}$ et $\frac{1}{50}$ de cette charge.

3° Le régime du courant de dépolarisation d'une cellule électrolytique de résistance intérieure r est entièrement réglé par la résistance totale $R + r$ du circuit. Dans la décharge résiduelle d'un condensateur, il semble que l'électricité soit rendue libre par un mécanisme purement intérieur au diélectrique; de telle sorte qu'en faisant varier la résistance interpolaire R, on modifie bien la différence de potentiel des armatures, mais non la fraction de charge résiduelle qui reste *latente* à un instant donné.

6. On pourrait essayer d'atténuer ces divergences par des hypothèses plus compliquées.

Le mica se comporterait-il comme un système hétérogène assimilable à une sorte de pile de Ritter dont les éléments seraient les lames de clivage? Alors la polarisation maximum, proportionnelle au nombre des couples ou des lamelles, pourrait devenir très grande; mais les objections 2 et 3 subsistent entièrement.

M. Schultze [1] a cru pouvoir affirmer qu'à la température de

---

astreinte à demeurer à chaque instant égale à la différence de potentiel entre les électrodes de B. Ce sont donc la conductibilité et la polarisation de la cellule B qui règlent le régime de variation de la charge de A et sa valeur finale.

[1] Schultze, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 655; 1889; *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 292. Les expériences assez incomplètes de M. Schultze sont loin de mettre cette affirmation à l'abri de toute critique.

300° le mica subit, comme le verre, une véritable électrolyse, promptement arrêtée par la production à l'anode d'une couche mince de silice extrêmement isolante. En est-il de même dans notre expérience? Si l'on essaye de calculer l'épaisseur de la couche de silice ainsi produite par une quantité d'electricité correspondant à l'absorption effective, on obtient un nombre de l'ordre de grandeur de 10^{-11} microns ou de la vingt billionième partie de la longueur d'onde de la raie ultra-violette la plus réfrangible du spectre du cadmium.

7. Il est bien plus naturel d'écarter toute idée de pénétration ou d'électrolyse, de considérer le mica comme dénué, à la température ordinaire, de toute conductibilité mesurable, et d'expliquer l'absorption ainsi que les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier dans l'étude de l'élasticité. Un fil métallique soumis à l'action permanente d'un couple de torsion n'atteint pas dès les premiers instants un état d'équilibre définitif, mais la torsion croît peu à peu d'une manière très lente jusqu'à une limite peu différente de la torsion initiale, mais qui n'est atteinte qu'au bout d'un temps fort long. De même, quand on supprime le couple, le fil ne revient pas immédiatement à son équilibre primitif : il conserve une faible torsion résiduelle qui ne disparaît que très lentement.

On rapproche à juste titre la polarisation des diélectriques de l'aimantation par influence et celle-ci de la torsion. Il paraît à peine hardi de supprimer un intermédiaire et de faire intervenir l'hypothèse d'une polarisation résiduelle dans la théorie des condensateurs.

Cela posé, si l'on maintient une différence de potentiel constante entre les armatures d'un condensateur à lames de mica, un afflux d'électricité continu et décroissant se produira entre les pôles de la source et ces armatures, de façon à équilibrer à chaque instant, par l'apport d'une couche superficielle d'électricité de densité $d\mu = d\sigma$, la couche fictive de densité $-d\sigma$ équivalente à l'accroissement de polarisation du diélectrique. Le courant correspondant ne s'annulera qu'avec $d\sigma$, c'est-à-dire quand la polarisation aura atteint son maximum.

Si l'on réunit par un conducteur de résistance négligeable les deux armatures du condensateur, celles-ci retomberont immédiatement au même potentiel, mais ne seront pas pour cela entièrement déchargées. Soient $-\sigma$ et $+\sigma$ les densités superficielles équivalentes à la polarisation résiduelle, les charges retenues par les armatures seront $+S\sigma$ et $-S\sigma$; elles deviendront libres graduellement à mesure que la polarisation disparaîtra, produisant alors entre les armatures isolées une différence de potentiel croissante, ou dans un fil conjoncteur de résistance R un courant dont l'intensité dépendra à la fois de $\frac{d\sigma}{dt}$ et de R. Ce sont les conditions même que nous a révélées l'expérience.

Influence des champs magnétiques sur les tubes à gaz raréfiés;

PAR M. A. WITZ.

Quand on illumine des tubes de Geissler dans un champ magnétique intense, on observe à l'œil nu que leur aspect change en même temps que l'on relève de curieuses modifications dans le spectre des gaz. L'effluve qui joint les électrodes est fortement déviée, et l'on reconnaît sans peine que cette action obéit aux lois de l'électrodynamique, la déviation étant celle-là même que subirait un courant circulant dans un fil qui occuperait la place de la décharge, on remarque enfin que la résistance électrique des tubes augmente considérablement. Ces phénomènes, découverts par Plücker et de la Rive, ont été étudiés par MM. Trève, Daniell, le P. Secchi, Chautard, Crooks, Goldstein et Boltzmann. J'ai été amené à reprendre cette étude, parce que je disposais d'un bel électro-aimant, construit pour nos Facultés par M. Ducretet, dont la puissance dépasse de beaucoup celle de l'électro de Faraday que l'on a employé généralement pour ces expériences. En effet, cet instrument permet de créer, par un courant de 16 ampères, un champ uniforme de 4500 unités entre de larges têtes polaires, terminées par des pyramides tronquées dont la base carrée a 50^{mm} de côté; entre des pôles circulaires de 25^{mm} de diamètre, le champ atteint 12 000 et même 14 000 unités suivant l'écartement; en aug-

mentant l'intensité du courant, on pourrait obtenir des champs beaucoup plus intenses encore, attendu que le fer de l'électro est loin d'être saturé dans nos expériences. J'ai mesuré ces champs par la rotation du plan de polarisation dans le sulfure de carbone; le résultat de l'observation s'est trouvé assez concordant avec celui du calcul, par les formules de M. Stefan, pour que j'aie pu calculer avec confiance l'intensité du champ compris entre des pointes tronconiques de 3^{mm} de diamètre, laquelle dépasse 19 400 unités. Dans ces conditions, les actions mécaniques présentent une netteté extraordinaire et les observations se prêtent à des mesures précises.

Étudions tour à tour les phénomènes lumineux et les phénomènes électriques.

On ne peut décrire ce qui se voit à l'œil nu, il faudrait le photographier ou le peindre; les strates changent de forme et se déplacent, leurs couleurs s'avivent, les aigrettes de l'anode se contournent et se condensent en un trait de feu qui marque le chemin contourné de l'effluve. Mais c'est à la cathode que nous observons le plus beau et le plus remarquable spectacle : la gaîne violacée qui entourait cylindriquement le fil négatif s'étire dans un plan et forme une cloison lumineuse dans l'ampoule du tube; cette cloison est d'autant plus mince que le champ est plus intense, et alors ses bords sont découpés avec une netteté admirable et ils se détachent en pleine lumière sur le fond obscur de l'espace de Crookes. Si nous promenons le tube dans le champ, nous voyons ce plan tourner autour de l'électrode et s'orienter dans l'espace. Au milieu d'un champ uniforme, le tube étant placé transversalement à la direction des lignes de force, le plan dessine un rectangle dont les bords sont parallèles aux lignes de force; si le tube est couché dans le sens des lignes, uous ne voyons plus qu'un mince filet prolongeant le fil de l'électrode; dans un champ quelconque et dans une position quelconque, le rectangle prend la forme d'un trapèze et ses bords s'incurvent, marquant la forme des lignes de force, qui sont rendus ainsi visibles aux yeux. C'est un moyen facile et sûr d'explorer les champs magnétiques les plus compliqués.

Examinons au spectroscope la partie capillaire du tube : on sait que le spectre des gaz se modifie, qu'il devient plus brillant; les

cannelures disparaissent et forment des raies; dans les gaz à double spectre, on voit apparaître le spectre secondaire, il naît des raies nouvelles. Cet effet, qui est faible pour l'air, l'oxygène, l'hydrogène, est très marqué pour le chlore, le brome, le fluorure de silicium, le chlorure d'étain, etc. Quelques expérimentateurs ont cru devoir signaler un déplacement des raies dans ces gaz : nous croyons que c'est inexact. En somme, l'effet du champ est du même ordre que celui qui est produit par un rétrécissement du tube ou une augmentation d'intensité du courant.

L'étude du phénomène électrique nous paraît plus intéressante; l'influence du temps produit, en effet, une résistance au passage de l'électricité qu'on a observée depuis longtemps, car elle est quelquefois assez considérable pour empêcher l'illumination du tube, mais qu'on n'a pas encore mesurée, à notre connaissance. Or, il importe de le faire si l'on veut se rendre compte de la manière dont agissent les champs magnétiques.

Il paraît illogique d'évaluer à la façon ordinaire la résistance d'un tube, attendu que la colonne gazeuse qu'il renferme se comporte tout différemment qu'un conducteur métallique. A vrai dire, il n'y a pas de conduction, et la loi d'Ohm ne saurait être appliquée ici; de fait, il est incontestable (car de nombreux et éminents physiciens l'ont affirmé, et nous l'avons vérifié nous-même) que l'intensité du courant qui traverse le tube est indépendante de la différence de potentiel établie entre ses électrodes. Il n'y a pas de courant continu entre les pôles, mais il s'y produit une série de décharges discontinues et oscillatoires, et de véritables pulsations dont l'étude n'est pas encore complète. Renonçons donc à déterminer la résistance d'un tube en ohms, car il n'y a pas lieu de le faire; mais mesurons les différences de potentiel entre ses extrémités et les courants qui semblent en être la conséquence.

Pour déterminer les différences de potentiel, nous employons la méthode des étincelles équivalentes, instituée par Faraday et appliquée heureusement par M. Schultz à l'étude des tubes de Geissler : elle consiste à relier en dérivation, aux extrémités d'un tube, un micromètre à étincelles et à faire jaillir continûment et à la fois la décharge et l'étincelle dans le tube et entre les sphères du micromètre; les travaux de MM. Thomson, Mascart et Baille permettent de déduire les différences de potentiel de la distance

explosive observée. On mesure l'intensité du courant fictif en introduisant dans le circuit un galvanomètre dont les spires soient convenablement isolées; pour échapper à l'influence de l'électro, pour lequel on crée le champ, il faut que le galvanomètre soit installé à plus de 34^m de distance. Un étalonnage préalable permet d'évaluer l'intensité en milliampères.

L'excitation du tube peut être faite par une bobine de Rhumkorff, à condition toutefois d'interrompre les courants inducteurs par un trembleur à oscillations bien isochrones, ce qui s'obtient par tâtonnement; un trembleur de Neef nous a donné de bons résultats.

Or, voici quelques-uns des chiffres relevés dans les expériences que nous venons de faire.

Et d'abord, plaçons un tube dans un champ uniforme embrassant à peu près toute sa longueur, et dont l'axe est coupé orthogonalement par les lignes de force : la différence de potentiel entre les extrémités du tube croît avec l'intensité du champ, le courant inducteur restant le même.

	Champ.	Courant en millimètre-ampère.	Différence de potentiel en volts.	Watts.
Tube à air.	0 unité	4,12	1860	0,796
	2200 »	2,58	2780	0,717
	3200 »	2,39	4150	0,992
	4300 »	2,20	5064	1,144

Cette action est bien plus marquée sur le chlore : les chiffres suivants sont relatifs à un tube renfermant ce gaz sous 2^{mm} de pression :

	Champ.	Courant en millimètre-ampère.	Différence de potentiel en volts.	Watts.
Tube à chlore.	150 unités	2,00	1286	0,257
	3400 »	0,83	5778	0,480
	4400 »	0,64	8994	0,576

J'ai opéré sur un tube à fluorure de silicium, dans lequel la différence de potentiel a varié beaucoup plus; pour faire passer le courant, il a fallu employer une très forte bobine, mais les électrodes d'aluminium se sont volatilisées, le gaz s'est décomposé et le tube a été détérioré.

En plaçant les tubes entre des pôles circulaires de 25^{mm} de diamètre, nous constatons que les différents points d'un tube ne sont pas également sensibles, car les résultats diffèrent beaucoup quand on fait glisser le tube entre les pôles; mais l'effet change avec la nature du gaz. Ainsi, dans un champ de 11570 unités, l'influence est maximum pour l'air sur la naissance du capillaire vers le pôle négatif; elle est plus grande sur le pôle négatif que sur le pôle positif. C'est l'inverse qui se produit pour le brome, le chlore et le fluorure de silicium.

Entre les pointes des pôles tronconiques, le champ prend une intensité de 19400 unités, mais cette action s'exerce sur une surface de 3^{mm} de diamètre; cela suffit pour créer un obstacle au passage du courant, ainsi qu'en témoignent les deux expériences suivantes :

	Champ.	Courant en millimètre-ampère.	Différence de potentiel en volts.	Watts.
Tube à air.	Rémanent faible....	6,84	1422	0,972
	19400 unités.....	2,52	4354	1,097
Tube à chlore.	Rémanent faible....	5,70	1144	0,652
	19400 unités.....	2,33	11216	2,613

Jusqu'ici nous avions disposé l'axe de nos tubes perpendiculairement à la direction des lignes de force; quand l'axe est couché dans le sens des lignes, l'effet est extrêmement faible. Il est encore négligeable sur les gaz pris à des pressions élevées. Cette dernière observation devra être prise en sérieuse considération quand on essayera de faire la théorie de ces actions magnétiques.

L'échauffement des tubes paraît souvent augmenter avec la résistance apparente du tube, ce qui devrait être, car la dépense d'énergie croît en même temps, ainsi que le fait voir la dernière colonne des Tableaux précédents, dans laquelle nous avons calculé les watts dépensés.

Méthode de mesure au moyen des courants alternatifs;

PAR M. G. CHAPERON.

Cette méthode de mesure, bien connue et déjà employée en Allemagne par Kohlrausch avec le plus grand succès pour l'étude des résistances liquides, nous a été imposée par les mesures que M. Mercadier et moi avions à faire sur les radiophones au sulfure d'argent.

Il ne s'agit ici que de la méthode de mesure qui a été créée au laboratoire de M. Cornu et sous sa direction. C'est une modification de la méthode de Kohlrausch; les appareils sont seulement plus petits et les tensions plus fortes.

J'emploie le pont à fil; les deux bras de mesure sont absolument exempts de capacité et de self-induction. C'est un grand avantage pour l'emploi des courants alternatifs. Le fil est beaucoup plus fin que celui des constructeurs de Paris. On emploie des fils de maillechort de $\frac{4}{100}$ de millimètre, donnant 100 à 150 ohms par mètre, ou du platine iridié de $\frac{1}{50}$ en donnant 500 à 1000.

On a ainsi aux bornes du fil une différence de potentiel qui, malgré cette augmentation, est indépendante des autres résistances. Les deux bras de la résistance à mesurer et de celle de comparaison ont presque toujours 100000 ou 200000 ohms, et ils n'influent guère sur le courant dans le fil i.

Si la touche se déplace sur le fil, par exemple de 1^{mm}, l'intensité et la sensibilité du bruit ne dépendent que de la différence de potentiel aux bornes et de la résistance des circuits à mesurer et de compensation. Il résulte même de cela un moyen assez bon de diminuer les effets de la polarisation. Si l'on vient à doubler, par exemple, les deux résistances des bras, la mesure i diminue de moitié dans ces bras et la charge de polarisation et la force électromotrice secondaire diminuent d'autant; car à 200 et 500 vibrations par seconde, on n'atteint pas la saturation. La force électromotrice est diminuée de moitié et la résistance des circuits du téléphone doublée; le bruit de polarisation est donc réduit au quart et le courant de mesure seulement de moitié, puisque la pile ne change pas.

On peut arriver, pour les liquides étendus, le chlorure de po-

tassium au $\frac{1}{1000}$ avec 100000 ohms environ dans chaque bras, à avoir un bon minimum avec un tube de 3^{mm} et deux hélices de platine platiné.

Cette disposition peut être certainement très utile pour l'étude de certains composés rares et difficiles à préparer de la Chimie organique.

Un artifice particulier nous a rendu de bons services. La résistance du téléphone est de 150 à 200 ohms; elle ne convient pas à des circuits de 100 à 200000 ohms; je me suis servi d'un transformateur analogue à ceux de Gaulard, qui a été construit par M. de Branville. Le fil inducteur relié à la diagonale du pont a 5000 ohms et l'induit a la résistance du téléphone. On pourrait aller jusqu'à 10000 et 20000 ohms; à 5000, le minimum de l'eau distillée est déjà très net.

C'est ainsi qu'on peut employer des courants très faibles qui ne donnent presque pas de charge de polarisation et n'échauffent pas les résistances.

Il faut employer des téléphones plutôt réguliers que sensibles. Le téléphone d'Arsonval doit être préféré; l'Aubry est plus sensible, mais il ne vibre pas toujours au départ, quand le courant est faible.

Pour les radiophones au sulfure d'argent, il faut employer des résistances aussi fortes que pour les liquides. On n'a guère que 20000 ohms et même, pour ceux qui sont bien faits, 4000 ohms; mais la polarisation est plus forte, parce qu'on ne dispose pas de la dimension des électrodes. Elle est souvent remplacée par une augmentation de résistance causée par les courants continus les plus faibles qui se dissipe lentement. On évite tous ces inconvénients en employant des courants alternatifs très faibles et des bobines de 100 à 200000 ohms.

J'ai dû commencer par entreprendre la construction d'un mégohm. Il a été enroulé et réglé par moi au laboratoire de M. Cornu, avec le concours de M. Corot, chef des travaux. La machine à roue différentielle qui a servi à ce travail a été construite par M. de Branville sur mes données. Le système du fil double, qui donne des résultats détestables, y est abandonné. Il n'existe plus d'ailleurs qu'en France et en Angleterre, et pour des raisons commerciales. Il ne peut donner aucun minimum dès qu'on arrive à 1000 ohms.

Dans l'enroulement choisi, toutes les couches successives sont enroulées en sens inverse. La machine différentielle conduit facilement à ce résultat. Il est même plus facilement obtenu que s'il fallait inverser au bout d'un nombre un peu grand de couches.

Il faut inverser chaque couche pour éliminer la self-induction. Quant à la capacité, elle est, comme dans les bobines enroulées dans le même sens, négligeable.

Pour comparer et étudier les bobines et les autres résistances étudiées au courant alterné, le graphite est d'un bon emploi. Nous avons usé d'une résistance de 6000 ohms, qui s'est montrée très suffisamment constante.

Sur les bobines à fil double;

PAR M. G. CHAPERON.

Ni le mode d'enroulement décrit dans la Note précédente, ni aucun autre à peu près aussi efficace, n'ont été pratiqués par aucun constructeur depuis ma première publication à cet égard. On pourrait évidemment trouver un assez grand nombre de combinaisons équivalentes; je crois cependant que celle-ci est une des meilleures, surtout pour la self-induction. Le plus important n'était pas qu'on adoptât tel ou tel type nouveau, mais qu'on renonçât au moins en partie au fil double. Non seulement les bobines ainsi faites ne conviennent pas au courant alternatif, mais elles ne peuvent pas davantage servir dans les méthodes de décharge.

L'excellent travail de M. Brylinski (*Annales télégraphiques*) donne sur ce sujet des observations très intéressantes.

Malgré cela, il est probable que les constructeurs de Paris ne se décideront à renoncer au fil double que lorsque les progrès de la Science électrique auront amené de nouvelles formes des appareils de mesure.

On allègue que la méthode des courants alternatifs est détestable, qu'on ne l'emploiera jamais en France; ce n'est cependant pas seulement en Allemagne, mais aussi en Suisse, en Italie qu'on en tire un très bon parti. Elle est détestable quand l'outillage est mauvais. En somme, cette méthode ne demande qu'une détermi-

nation; elle a les avantages de toutes les réductions à zéro, nul ne conteste qu'elle donne au moins le $\frac{1}{100}$ pour des mesures où d'autres causes d'erreur sont bien plus graves.

En prenant le chapeau télégraphique des employés de l'État, on est aussi libre que si l'on ne mesurait pas; on peut regarder le thermomètre ou tout autre instrument de mesure au moment précis où l'on place le curseur. S'il faut suivre la variation de la résistance électrique d'un système par une cause quelconque, en prenant une série de valeurs régulièrement distribuée dans le temps, il n'y a pas d'instruments qui permettent de les rapprocher autant. Ce cas se présente quand on étudie la dissipation des effets produits par l'électrolyse dans un radiophone ou un électrolyte solide.

Je crois qu'en présence de ces faits le meilleur parti que puissent prendre les physiciens qui veulent disposer de ce puissant moyen d'investigation ainsi que des méthodes de décharges est de faire et de régler leurs bobines de résistance, ce qui est beaucoup plus facile et rapide qu'on ne le croit. Le grand mégohm de l'École Polytechnique a été enroulé et réglé en un mois; il a servi depuis aux belles expériences de MM. Pellat et Potier, qui doivent conduire à une détermination nouvelle du v de Maxwell.

Équilibre de self-induction et de capacités sur le pont à fil et à courants alternatifs;

Par M. G. Chaperon.

La méthode très concise qui va nous permettre de traiter ces questions a été employée par M. Vaschy, dans ses Leçons sur les mesures électriques faites à l'École supérieure de Télégraphie. Il ne l'a pas appliquée au pont, il en a tiré une *théorie générale des réseaux traversés par des courants vibratoires*. La méthode élémentaire qu'on trouve dans le deuxième volume de MM. Mascart et Joubert prépare mieux à la discussion; elle y est traitée d'une façon très complète; nous y renverrons aussi, et nous ne pousserons nos calculs que jusqu'à la valeur de l'intensité dans le téléphone ou l'électrodynamomètre. Cette valeur est presque la même

que dans le cas des courants continus : le dénominateur ne change pas; au numérateur, on calcule seulement les termes introduits par la self-induction et la capacité, et l'on annule leurs coefficients; alors i est égal à zéro et le système est en équilibre.

Écrivons les équations du pont : ce sont celles de Maxwell; on les obtient aussi simplement en prenant les trois circuits 1, 2, 3, et employant, sans les écrire, les équations de continuité; on a

$$(1)\qquad \begin{cases} a\alpha - a'\alpha' + gL = 0, \\ b\alpha - b'\alpha' - (g + b + b')L = 0, \\ R\alpha - (R' + a' + b')\alpha' + b'L = 0. \end{cases}$$

$aa'bb'y$R = résistance.

$\alpha\alpha'\beta\beta'$L = courants.

E = force électromotrice.

La méthode employée par M. Vaschy et qui dérive de celle usitée dans certains calculs de haute Optique (notamment dans les Leçons de M. Poincaré) consiste à représenter les courants, les potentiels et les forces électromotrices d'induction par des exponentielles imaginaires, fonction du temps : les calculs sont réduits de plus de moitié; nous poserons donc

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= A e^{i(\omega t+\alpha)} \\ \alpha' &= A' e^{i(\omega t+\alpha')} \\ \beta &= B e^{i(\omega t+\beta)} \\ \beta' &= B' e^{i(\omega t+\beta')} \\ L &= L_0 e^{i(\omega t+\gamma)} \\ E &= E_0 e^{i\omega t} \end{aligned}\right\} \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad i = \sqrt{-1}.$$

Les équations (1) deviennent

$$\begin{aligned} &aAe^{i(\omega t+\alpha)} - a'A'e^{i(\omega t+\alpha')} + gLe^{i(\omega t+\gamma)} = 0, \\ &bAe^{i(\omega t+\alpha)} - b'A'e^{i(\omega t+\alpha')} - (g + ba')Le^{i(\omega t+\gamma)}, \\ &RAe^{i(\omega t+\alpha)} - (R + a' + b')Ae^{i(\omega t+\alpha')} + b'Le^{i(\omega t+\gamma)} = E_0 i^{\omega t}. \end{aligned}$$

On peut supprimer $e^{i\omega t}$

$$(2)\qquad \begin{cases} aAe^{i\alpha} - a'A'e^{i\alpha'} + gLe^{i\gamma} = 0, \\ bAe^{i\alpha} - b'A'e^{i\alpha'} - (g + b + b')L_0 e^{i\gamma} = 0, \\ RAe^{i\alpha} - (R + a' + b')Ae^{i\alpha'} + b'L_0 e^{i\gamma} = 0. \end{cases}$$

On voit que les coefficients des équations (2) sont identiques à ceux

de (1). Les variables α sont remplacées par $Ae^{i\alpha}$, et la valeur de $L_0 e^{i\gamma}$ est la même que celle de L. Dans le cas où il n'y a ni capacité, ni self-induction, la condition d'équilibre est donc, comme pour les courants continus, $ab' - ba' = 0$.

Prenons maintenant deux cas simples :

1° *Self-induction.* — Supposons que deux bobines de self-induction L, L' soient placées dans les deux bras a, a'. Chacune d'elles ajoute dans les deux premières équations une force électromotrice d'induction

$$-L\frac{d\alpha}{dt}, \quad -L'\frac{d\alpha'}{dt}$$

ou

$$L\omega A e^{i\alpha},$$
$$L'\omega A' e^{i\alpha'}.$$

Le numérateur de la valeur de $Le^{i\gamma}$, dont nous nous occuperons seulement, contient donc en plus les deux termes

$$E(bL'\omega A' e^{i\alpha'} - b'LA' e^{i\alpha});$$

si l'équilibre a lieu pour le courant continu, il suffit que

$$bL' = b'L, \qquad \frac{L}{L'} = \frac{b}{b'} = \frac{a}{a'},$$

formule bien connue, car, lorsque i est nul, $Ae^{i\alpha} = A' e^{i\alpha'}$.

2° *Condensateurs en dérivation.* — Soient deux condensateurs c et c' en dérivation sur les bras a et a', on a

$$(1) \qquad \begin{cases} \alpha - i = c\dfrac{dV}{dt}, \\ ai = V; \end{cases}$$

on pose

$$\alpha = A e^{i(\omega t + \alpha)},$$
$$i = i_0 e^{i(\omega t + \varphi)},$$
$$V = G e^{i(\omega t + \psi)};$$

il vient

$$A e^{i\alpha} - i_0 e^{i\varphi} = cG e^{i\psi},$$
$$aA e^{i\varphi} = G e^{i\psi},$$

d'où

$$Ge^{i\psi} = V = Ae^{i\alpha}\left(\frac{1 + c\omega a}{a}\right), \qquad G' e^{i t'} = A' e^{i\alpha}\left(\frac{1 + c'\omega a'}{a'}\right);$$

ce sont les termes à ajouter à $Ae^{i\alpha}$ et $Ae^{i\alpha'}$; leur différence doit être nulle. On doit donc avoir $ca = c'a'$; $\frac{c}{c'} = \frac{a'}{a}$; on a les mêmes équations que précédemment

$$a\alpha - a'\alpha' + gL = 0,$$
$$b\alpha - b'\alpha' - (g + b + b')L = 0,$$
$$R\alpha - (R' + a' + b')\alpha' + b'L = 0.$$

Équations entre α, i et v :

$$\alpha - i = L\frac{dV}{dt},$$
$$ai - L\frac{di}{dt} = V;$$
$$\frac{di}{dt} = i\omega e^{i(\omega t+\varphi)},$$
$$\frac{dV}{dt} = G\omega e^{i(\omega t+\psi)},$$
$$\frac{di}{dt} = L\omega, \qquad Ae^{i(\omega t+\alpha)} - i_0 e^{i(\omega t+\varphi)} = cGe^{i(\omega t+\varphi)},$$
$$\frac{di}{dt} = i, \qquad aAe^{i(\omega t+\alpha)} - L\omega e^{i(\omega t+\varphi)} = Ge^{i(\omega t+\psi)},$$
$$Ae^{i\alpha} - i_0 e^{i\varphi} = cGe^{i\psi},$$
$$aAe^{i\alpha} - L\omega e^{i\varphi} = Ge^{i\psi},$$
$$aAe^{i\alpha} + L\omega(cGe^{i\psi} - Ae^{i\alpha}) - Ge^{i\psi} = 0,$$
$$Ge^{i\psi}(cL\omega - 1) = Ae^{i\alpha}(L\omega - 1),$$
$$Ge^{i\psi} = \frac{L\omega - 1}{cL\omega - 1}Ae^{i\alpha}.$$
$$\omega = \frac{2\pi}{T},$$
$$\alpha = Ae^{i(\omega t+\alpha)}\alpha' = A'e^{i(\omega t+\alpha')},$$
$$i = L_0 e^{i(\omega t+\varphi)},$$
$$V = Ge^{i(\omega t+\psi)},$$
$$L = L_0 e^{i(\omega t+\gamma)},$$

Le terme qui remplace $Ae^{i\alpha}$ est ici $Ae^{i\alpha} + \frac{L\omega - 1}{c}$,

$$Ae^{i\alpha} + Ae^{i\alpha}\frac{L\omega - 1}{cL\omega - 1};$$

on aura au numérateur

$$E \times (ab' - b'a')Ae^{i\alpha} + ab' + Ae^{i\alpha}\left(ab' - b\frac{L\omega - 1}{cL\omega - 1}\right);$$

pour que $L_0 e^{(\omega t+\gamma)}$ soit nul, il faut que le coefficient de $Ae^{i\alpha}$ le soit aussi. Or il contient $\omega = \frac{2\pi}{T}$; il ne pourrait s'annuler que pour une valeur de T. Comme les courants alternatifs que l'on emploie sont toujours de plusieurs périodes, cet équilibre ne saurait être réalisé expérimentalement. Les deux autres suffisent d'ailleurs pour faire toutes les mesures.

EXPÉRIENCE.

Ainsi on doit se servir seulement des deux premières méthodes

$$\frac{L}{L'} = \frac{a}{a'} \quad \text{et} \quad \frac{c}{c'} = \frac{a'}{a}, \qquad ca = c'a'.$$

Self-induction. — On établit l'équilibre dans le cas de la self-induction en ajoutant à l'une des bobines des résistances de manière à obtenir le rapport cherché $\frac{L}{L'} = \frac{a}{a'}$; ces résistances doivent être sans self-induction ni capacité; on peut employer celles que nous avons décrites: avec les bobines à fil double, on n'aurait pas trace de minimum. Chaque fois qu'on change la résistance, on déplace la touche sur une moitié du fil, on prend le curseur quand on approche du minimum. On peut équilibrer des bobines très différentes; j'ai équilibré parfaitement une bobine en fil de maillechort, recouvert de soie de 25000 ohms, avec une bobine en cuivre de $1^{mm},5$ ayant $\frac{1}{10}$ ohm. Mais pour faire de bonnes mesures, il faut prendre des bobines ou des séries de bobines différant aussi peu que possible de celles qu'on veut mesurer.

Il ne faut pas employer de bobines contenant du fer doux : elles ne s'équilibrent pas avec les bobines simples; elles s'équilibrent entre elles, mais le minimum reste toujours très mauvais. La loi de variation des courants alternatifs n'est probablement pas la même en présence du fer doux.

Si l'on avait une bobine à self-induction variable, on pourrait opérer plus vite et plus facilement, mais je ne crois pas qu'il en existe de satisfaisante.

Capacité. — Pour la mesure des capacités $ca = ca'$, elle se fait avec la plus grande facilité; nous avons au laboratoire de

M. Cornu, à l'École Polytechnique, 2 microfarads d'Elliot divisés en $\frac{1}{1000}$; $\frac{1}{100}$ serait plus que suffisant, mais on ne peut pas se servir de ceux en $\frac{1}{10}$ que livrent tous les constructeurs de Paris : l'exactitude de la méthode est bien supérieure à 10 pour 100.

SÉANCE DU 6 JUIN 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 mai est lu et adopté.

M. le Président : Messieurs, j'ai le triste devoir de vous annoncer la perte que nous venons de faire de deux de nos confrères, Napoli et Louis Soret.

David Napoli, inspecteur principal des chemins de fer de l'Est et chef du laboratoire de cette Compagnie, était un physicien distingué qui s'était fait connaître par d'ingénieuses inventions. Il était un des plus anciens membres de la Société. Ses manières affables lui avaient acquis la sympathie de tous, et sa perte sera vivement ressentie.

Louis Soret appartenait à cette aristocratie de Genève qui se transmet en héritage l'amour désintéressé et la pratique assidue du labeur scientifique. Ses travaux ne s'étaient point concentrés sur un point spécial de la Physique : son Mémoire sur le travail chimique de la pile est resté classique. Suivant les traces d'un de ses illustres compatriotes, il avait gravi le mont Blanc pour y étudier la radiation solaire. Ses recherches sur la dispersion anomale, sur le pouvoir rotatoire du quartz, sur le pouvoir absorbant des corps et l'usage qu'on en peut faire dans l'analyse chimique sont connus de tous.

Il est mort le 13 mai dernier, à 63 ans, après une vie trop courte, mais bien employée, ayant au moins cette consolation de savoir que le nom qu'il avait rendu célèbre resterait après lui dignement porté dans la Science.

M. A. Chassy expose le résultat de ses recherches sur le transport électrique des sels dissous. Depuis longtemps on sait qu'en électrolysant la dissolution d'un sel unique, même avec une électrode soluble, la concentration du liquide ne reste pas identique en tous ses points. Hittorf explique ce phénomène en admettant qu'il se produit un transport de chacun des ions, la cation allant dans le sens du courant et l'anion en sens inverse. En étudiant un mélange de plusieurs sels, tels qu'au moins l'un d'eux ne soit pas décomposé par le courant, par exemple un mélange en proportions convenables de sulfates de cuivre et de zinc, M. Chassy est parvenu à montrer que ce sel non électrolysé est transporté à travers le liquide dans le sens du courant et proportionnellement à la quantité

d'électricité qui a circulé dans l'électrolyte. De plus, ce transport, indépendant de la quantité d'eau de la dissolution, s'exprime d'une manière très simple en fonction seulement des poids des sels mélangés.

Reprenant ensuite l'étude du transport des ions, M. Chassy a montré qu'on ne peut le considérer comme le résultat de deux transports séparés de chacun des ions, mais qu'il est formé, en partie, du même transport que celui qui se produit sur les sels non électrolysés.

M. Guillaume présente un appareil pour déterminer le coefficient de pression des thermomètres, construit par M. Huetz pour le laboratoire de M. Bouty. Le thermomètre est placé dans un tube de verre muni de tubulures à robinets, et rempli de glycérine. L'une des tubulures s'ouvre dans l'atmosphère, l'autre dans un espace raréfié, en communication avec un manomètre. En faisant agir successivement sur le thermomètre la pression atmosphérique et une pression voisine de zéro, on observe des différences qui, divisées par la pression, donnent le coefficient de pression extérieure (*voir* séance du 13 décembre 1886). Le coefficient de pression intérieure s'en déduit en ajoutant la compressibilité du mercure, et en retranchant celle du verre.

M. Guillaume montre comment on peut déduire du coefficient de pression l'épaisseur d'un réservoir, d'où son volume intérieur et le diamètre du tube capillaire qu'il est parfois utile de connaître. Les principales causes d'erreurs des mesures du coefficient de pression résident dans les traces d'air collées aux parois du réservoir, et dans les variations de l'angle du raccordement du ménisque de mercure, produisant des modifications de la pression intérieure. Si l'on suppose une couche d'air uniformément répartie sur les parois du réservoir, une variation d'épaisseur de $0^{m\mu},5$ peut être nettement appréciée par le désaccord entre les coefficients de pression intérieure et extérieure. La différence entre les pressions capillaires à ménisque ascendant ou descendant produit, dans les thermomètres calorimétriques ordinaires, des erreurs qui peuvent atteindre $0^{\circ},01$.

M. Chaperon décrit le mode de construction des radiophones au sulfure d'argent. Il donne la méthode de fabrication des plaques de sulfure par électrolyse qui fournit les meilleurs résultats. Ces radiophones s'étudient au Thomson avec des forces électromotrices aux bornes de $\frac{1}{1000}$ et $\frac{1}{100}$ de volt, qui donnent des déviations suffisantes, ou avec des courants alternatifs sur un pont à fil. Une lampe de pétrole à 20^{cm} diminue r de moitié.

Il donne ensuite quelques propriétés électrochimiques du sulfure d'argent. Une seule variété se polarise; cela n'empêche pas de s'en servir, mais ce n'est pas la meilleure. La variété électrolytique ne se polarise pas; elle augmente de résistance par les courants continus, mais cet effet se dissipe rapidement.

Ensuite il signale trois nouvelles substances radiophoniques : le sulfure d'étain, le phosphore de zinc et l'oxyde de cuivre.

Sur un nouveau transport électrique des sels dissous;

Par M. A. Chassy.

Quand on électrolyse une dissolution saline, il est facile de reconnaître que la concentration du liquide autour des électrodes varie peu à peu, quelles que soient d'ailleurs les électrodes employées. Hittorf, en étudiant à fond ce phénomène, est parvenu à montrer que tout se passe comme si les ions, dont la combinaison forme le sel dissous, se transportaient à travers le liquide avec des vitesses différentes, l'ion électropositif ou cation se dirigeant suivant le sens du courant et l'anion dans le sens inverse.

Si, à la place d'un sel unique, nous électrolysons un mélange de deux sels, tels que l'un d'entre eux ne soit pas décomposé (nous prendrons, par exemple, un mélange de sulfates de cuivre et de zinc, ce dernier sel n'étant pas en proportion suffisante pour subir un commencement de décomposition électrolytique), nous trouverons, ainsi que je l'ai remarqué, que la teneur du liquide en sel non électrolysé varie vers les deux électrodes, et que cette variation peut être considérée comme le résultat d'un transport du sel même à travers le liquide sans séparation des parties constitutives de ce sel.

Nous étudierons d'abord ce transport spécial, ensuite nous le comparerons au phénomène du transport des ions.

Les dissolutions salines devant être électrolysées étaient placées dans une éprouvette à pied contenant deux électrodes disposées horizontalement l'une au-dessus de l'autre, l'inférieure étant prise comme électrode positive. Ces électrodes étaient en général de même métal que celui du sel électrolysé. Après le passage du courant, le liquide entier était divisé par décantation en deux parties à peu près égales. La composition du liquide primitif étant connue, ainsi que le volume de l'une des deux parties, la supérieure par exemple, on en déduisait la quantité de sel non électrolysé contenu avant le passage du courant dans cette partie du liquide; l'analyse de cette partie opérée après le passage du courant donnait la quantité réelle de sel qui s'y trouvait alors, et, par une simple différence, on obtenait la quantité de sel transportée à travers le plan sépa-

rateur des deux parties du liquide. Cette manière d'opérer suppose que le volume total du liquide n'a pas augmenté; ceci n'est pas rigoureusement vrai, mais cette augmentation est pratiquement négligeable.

En opérant ainsi, on trouve qu'il y a toujours un transport du sel non électrolysé, qu'il a lieu dans le sens du courant et que sa valeur est la même quelle que soit la position du plan à travers lequel il s'effectue.

La teneur du liquide en sel non électrolysé augmente donc vers l'électrode négative et diminue vers l'électrode positive.

L'électrode négative étant à la partie supérieure, il semblerait, si nous ne considérions que le résultat précédent, que la concentration du liquide doit aller en diminuant de bas en haut et que notre expérience était mal disposée; en réalité, l'ordre de concentration des couches liquides est en sens inverse par suite du phénomène prépondérant du transport des ions, qui tend à diminuer la densité du liquide vers l'électrode négative et à l'augmenter vers l'autre électrode.

La concentration du liquide ne varierait donc que dans des couches infiniment minces situées contre les électrodes, sans le phénomène de diffusion qui fait que ces variations se propagent peu à peu dans la masse du liquide. C'est pour cette raison que les expériences doivent être toujours suffisamment courtes et que, ainsi que nous l'avons déjà dit, les deux parties dans lesquelles on divisait le liquide étaient prises à peu près égales, afin que la composition de ce liquide ne pût varier vers le plan où a lieu le transport déterminé.

Le transport étudié s'est toujours montré proportionnel à l'intensité et au temps de passage du courant, c'est-à-dire à la quantité d'électricité qui a circulé dans l'électrolyte; cette quantité était mesurée à l'aide d'un voltamètre à sulfate de cuivre ou à nitrate d'argent placé dans le circuit. Toutes les expériences à comparer ont été ramenées à la même quantité d'électricité dépensée : celle correspondant au dépôt de 1 équivalent en grammes de cuivre ou d'argent.

Il s'agit maintenant de rechercher s'il existe des relations faciles à mettre en évidence entre le transport d'un sel non électrolysé et les quantités des différents sels contenues dans la dissolution.

Soient P le poids de l'eau de la dissolution, $p_a, p_b, \ldots, p_i, \ldots, p_n$ les poids des différents sels parmi lesquels le sel électrolysé est celui dont le poids est p_e. Tous ces sels sont supposés anhydres et doivent toujours posséder le même acide, afin d'éviter les doubles décompositions; dans certains cas cependant, on peut opérer sur des mélanges de sels à acides différents, par exemple dans celui du sulfate de potasse et de l'acétate de zinc, puisque ces deux sels n'agissent pas l'un sur l'autre, ainsi que l'a montré M. Berthelot. Soit enfin q_i la quantité, évaluée en grammes, du sel de poids p_i qui a été transportée.

Nous trouvons en premier lieu que le transport q_i est indépendant de la quantité d'eau dans laquelle sont dissous les sels, c'est-à-dire indépendant de P. Par conséquent, toute formule donnant la valeur du transport q_i ne contiendra pas P et devra s'exprimer seulement à l'aide de $p_a, p_b, \ldots, p_n$. En effet, après avoir étudié les mélanges de deux sels, puis ceux d'un nombre quelconque de sels, nous sommes parvenu à la formule générale suivante

$$q_i = A_i \frac{p_i}{p_a + p_b + \ldots + p_i + \ldots + p_n},$$

dans laquelle A_i est une constante spéciale au sel non électrolysé considéré et absolument indépendante de la nature des autres sels en présence. L'exemple suivant est fourni par le cas, le plus complexe parmi ceux étudiés, du mélange des azotates de baryte, potasse, zinc, soude, magnésium, cobalt, cuivre et argent. Le poids du premier sel étant pris pour unité, la première colonne donne le poids des autres sels dans l'ordre où ils sont indiqués, la deuxième la quantité d'azotate de baryte qui a été transportée, enfin, la dernière cette même quantité calculée au moyen de la formule précédente, en donnant au coefficient A_i la valeur 16,19 :

$p_a + \ldots + p_n$	q_i trouvé.	q_i calculé.
5 + 9 + 7 + 3 + 9 + 10 + 16	0,269	0,279
0,8 + 0,8 + 0,7 + 2 + 1 + 3 + 10,7	0,821	0,810
1 + 1 + 0,6 + 1 + 0,3 + 0,2 + 4,9	1,658	1,619
0,1 + 0,3 + 0,1 + 0,2 + 0,02 + 0,08 + 0,2	8,080	8,095
0,05 + 0 + 0,15 + 0,1 + 0,4 + 0,2 + 0,1	8,337	8,095
0,1 + 0 + 0 + 0,06 + 0,2 + 0,04 + 0,1	11,20	10,79
0,1 + 0,01 + 0 + 0 + 0,08 + 0,1 + 0,3	10,85	10,79

Nous pouvons remarquer que, dans la formule du transport des

sels non électrolysés, le poids du sel électrolysé entre de la même manière que celui des autres sels. En d'autres termes, le transport d'un sel est influencé par la présence d'un sel électrolysé au même titre que par la présence d'un autre sel. Il était donc à présumer qu'à son tour un sel électrolysé devait subir le transport défini par la formule précédente; c'est en effet ce qui a lieu.

Il est nécessaire de revenir sur le transport des ions. Considérons une dissolution de sulfate de cuivre; nous savons que, du fait de l'électrolyse, la quantité de cuivre augmente peu à peu vers l'électrode négative (celui déposé sur cette électrode étant compté). Hittorf admet qu'il se fait un transport de cuivre dans le sens du courant, et du radical SO^4 dans le sens inverse. Cette hypothèse n'est aucunement justifiée; il peut se faire que ce phénomène soit le résultat d'un transport de cuivre dans le sens du courant, d'acide dans le sens inverse et de sulfate de cuivre dans l'un ou l'autre sens. Nous démontrons le bien-fondé de cette seconde hypothèse en ajoutant du sulfate de zinc au sel de cuivre et en montrant que le poids de sulfate de cuivre correspondant à l'augmentation totale du cuivre à l'électrode négative est la somme de deux autres poids, l'un indépendant de la quantité de sulfate de zinc et l'autre se représentant par une formule identique à celle du transport des sels non électrolysés.

En général, considérons un mélange de plusieurs sels. Soit p_e le poids du sel électrolysé (comme toujours, nous supposons les sels anhydres); soit q_e la quantité de ce sel correspondant à l'augmentation de la cation dans la partie négative, nous pouvons toujours poser

$$q_e = q'_e + A_e \frac{p_e}{p_a + \ldots + p_e + \ldots + p_n}.$$

Dans cette formule, A_e est un coefficient obtenu à l'aide de la formule de transport des sels non électrolysés, en se mettant dans le cas où cette formule est applicable au sel considéré. Il est évident que nous pouvons toujours écrire l'équation ci-dessus; mais, pour qu'elle ait sa raison d'être, il faut que nous donnions une signification au terme q'_e qui n'est qu'un terme calculé : ce terme q'_e, spécial aux sels électrolysés, dépend seulement du rapport du poids du sel correspondant au poids de l'eau de la dissolution, il est absolument indépendant des autres sels de la dissolution.

Cette propriété de q'_e d'être constant, pour un rapport donné

du poids du sel au poids de l'eau, quand la quantité des autres sels varie, nous permet de calculer A_e autrement que de la manière indiquée ci-dessus. En effet, si nous faisons deux expériences avec deux poids p_a différents, nous aurons deux équations aux deux inconnues q'_e et A_e.

Le terme q'_e, comme nous venons de le dire, n'est une fonction que de $\frac{p_e}{P}$, P étant le poids de l'eau; mais il paraît difficile de le représenter par une formule simple. Quant à sa signification physique, nous pouvons répéter à son sujet ce que nous avons dit de l'interprétation de Hittorf sur le transport des ions; nous pouvons supposer que le poids de cation qu'il représente s'est transporté indépendamment de l'anion, ou bien qu'il est composé de deux parties, l'une représentant un transport du sel, l'autre un transport de la cation. Il nous est impossible de dire quelle hypothèse doit être admise.

L'exemple suivant est donné par le mélange des sulfates de potasse, de zinc, de nickel et de cuivre, ce dernier étant le sel électrolysé pour lequel A_e a la valeur 10,20. Le poids du sel de cuivre étant pris pour unité, les poids des autres sels sont indiqués dans la deuxième colonne. On vérifie facilement que q'_e n'est une fonction que de $\frac{p_e}{P}$.

$\frac{p_e}{P}$.	$p_a + \ldots + p_n$.	q_e.	q'_e.
$\frac{1}{8}$.....	0 + 0 + 0	21,38	11,18
	0,4 + 0,6 + 0	16,16	11,06
	0 + 1 + 0,5	15,17	11,09
$\frac{1}{12}$.....	0 + 0 + 0	22,33	12,13
	0,3 + 0,4 + 0,3	17,34	12,24
	0 + 0 + 1	17,19	12,09
$\frac{1}{16}$.....	0 + 0 + 0	23,05	12,85
	1 + 0 + 0	18,02	12,92
	1 + 0,5 + 0,5	16,11	12,71
	0,2 + 0,2 + 0,1	19,79	12,96
$\frac{1}{30}$.....	0 + 0 + 0	26,07	15,87
	3 + 1 + 0	17,89	15,79
	1 + 8 + 2	16,85	16,00

Quand on compare entre eux les coefficients A caractéristiques des sels, on arrive à la conclusion très remarquable qu'ils sont

proportionnels aux poids moléculaires de ces différents sels supposés anhydres.

Ainsi prenons pour poids moléculaire du zinc le nombre 65, ce qui donne 161 pour celui du sulfate.

Soit A_z le coefficient relatif à ce dernier sel; si l'on multiplie le coefficient A d'un sel quelconque par

$$\frac{161}{A_z},$$

on obtient un nombre très voisin du poids moléculaire de ce sel, ainsi que le montrent les quelques exemples suivants :

Sels.	Poids moléculaires.	Résultats calculés.
K^2SO^4	174	180,4
$KAzO^3$	101	97,4
Na^2SO^4	142	147,3
$NaAzO^3$	85	85,3
$Ba(AzO^3)^2$	261	254,8
$BaCl^2$	208	213
$FeSO^4$	152	159
$AgAzO^3$	170	176
$CuSO^4$	159	160,4
$(C^2H^3O^2)^2Zn$	181	184,8

On remarquera qu'il y a une certaine divergence entre les deux colonnes; cela provient sans doute de ce que les sels étudiés n'étaient pas dans les conditions nécessaires pour que la comparaison des observations se fît avec la plus grande simplicité. D'ailleurs, ceci est vrai pour la température; car, en opérant successivement à 12° et 100°, on observe toujours que les nombres de la dernière colonne croissent avec la température, mais non pas dans le même rapport; par conséquent, la loi que nous considérons serait-elle rigoureuse à 12°, qu'elle ne le serait plus à 100°; il est donc évident qu'elle ne l'est pas non plus à 12°.

On voit donc que les coefficients A doivent être considérés comme fonctions du poids moléculaire, de la température et peut-être encore d'autres variables.

Tout ce qui a été dit jusqu'ici n'est exact qu'à la condition qu'il n'y ait dans la dissolution sur laquelle on opère ni sels ammoniacaux ni acides libres. Dans le cas d'un sel ammoniacal, son transport ainsi que celui d'un sel métallique en présence

s'expriment par les mêmes formules que précédemment, mais en multipliant le poids du sel ammoniacal par un coefficient constant et variable avec ce dernier sel. Si la liqueur contient un acide libre, les transports des différents composés ne peuvent plus s'exprimer qu'à l'aide de formules empiriques, ce qui ne présente plus aucun intérêt.

Il serait maintenant intéressant d'établir une hypothèse rendant compte de tous ces faits de transport, mais jusqu'à présent cela nous a été impossible. Nous devons pourtant écarter de suite une hypothèse très simple se présentant immédiatement à l'esprit, et consistant à supposer que le courant se partage entre les divers composés conducteurs du mélange comme entre des fils en dérivation sur les mêmes bornes, et que le transport de l'un de ces composés est proportionnel à la quantité d'électricité pour laquelle il a servi de conducteur. Considérons, en effet, un mélange de deux sels métalliques neutres. Supposons que dans 1^{lit} il y ait m équivalents du premier sel et n du second. M. Bouty a montré que, pour un certain nombre de sels, on a, en représentant par 1 la conductibilité spécifique du mélange, $\frac{m}{m+n}$ pour la part de conductibilité du premier sel et $\frac{n}{m+n}$ pour celle du second.

Donc, en appelant p et p' les poids des deux sels, e et e' leurs équivalents, les conductibilités des deux sels sont

$$\frac{\frac{p}{e}}{\frac{p}{e}+\frac{p'}{e'}} \quad \text{et} \quad \frac{\frac{p'}{e'}}{\frac{p}{e}+\frac{p'}{e'}}.$$

En multipliant ces deux rapports par ee', on arrive à ce résultat que leurs transports doivent être proportionnels à

$$\frac{pe'}{pe'+p'e} \quad \text{et} \quad \frac{p'e}{pe'+p'e},$$

tandis que nous avons montré qu'en désignant par m et m' les poids moléculaires des deux sels, leurs transports étaient proportionnels à

$$\frac{pm}{p+p'} \quad \text{et} \quad \frac{p'm'}{p+p'}.$$

En résumé, nous avons étudié un nouveau transport, s'exerçant seul sur les composés non électrolysés. L'étude de ce transport des sels non électrolysés nous a ensuite permis d'approfondir le phénomène connu sous le nom de *transport des ions,* en montrant que ce dernier transport est composé du transport des sels non électrolysés, joint à un autre analogue à celui des ions. Nous pouvons, enfin, déduire de tous les faits observés cette conséquence générale, que le transport d'un corps quelconque diminue toujours par l'adjonction d'un corps conducteur dans sa dissolution.

Recherches sur de nouveaux appareils téléphoniques;

Par MM. Mercadier et Chaperon.

Les radiophones que M. Mercadier et moi étudions depuis trois ans sont construits avec d'autres substances que le sélénium. M. Mercadier a complètement étudié le sélénium à son apparition, et il est inutile d'y revenir. D'ailleurs, il n'y a guère d'applications possibles de systèmes dont la résistance est de 300000 ohms et qui se modifient continuellement par le temps et les courants continus; les contacts obtenus par fusion se détruisent par la différence de dilatation.

La seule substance qui nous ait donné de bons résultats et puisse conduire à des types d'appareils pratiques est le sulfure d'argent; il y en a trois variétés dont les propriétés sont peu différentes. Nous les décrirons dans le paragraphe consacré à l'étude des propriétés électrochimiques de ce corps. Il y a aussi d'autres substances radiophoniques dont nous parlerons à la fin de ce travail; elles sont d'un emploi difficile et ont cependant l'intérêt de montrer que leurs propriétés sont générales et s'étendent à un grand nombre de corps comparés.

Le radiophone au sulfure d'argent, dont nous avons présenté quelques exemplaires à la Société de Physique, est constitué par une lame très mince de ce corps qui ne doit pas dépasser $0^{mm},01$ à $0^{mm},02$. Cela est nécessaire pour que l'action entre la radiation et le courant se passe dans un espace très restreint; sans cela elle

est insensible. C'est pour ce motif que les corps très transparents n'ont pas la propriété radiophonique.

Deux hélices d'argent, de platine ou de fer (il n'y a guère que ces trois métaux qui donnent des appareils durables) sont appliquées la lame reposant sur une feuille épaisse d'amiante. Un système de vis en fer permet de serrer fortement les fils sur ce système et le contact est excellent. La pression est le seul moyen de former des contacts sur les électrolytes solides. Les contacts par fusion ne durent que quelques heures : une lame de sulfure adhérente à la plaque d'argent où elle a été formée se détache immédiatement en chauffant légèrement un seul point.

Ce système, qu'il ne faut faire traverser que par des courants continus très faibles, correspondant à quelques millièmes ou $\frac{1}{100}$ ou $\frac{2}{100}$ de volt aux bornes, fonctionne très bien. Sa résistance, bien moindre que celle du sélénium (20000 à 4000 ω), permet alors *au Thomson* des déviations de toute l'échelle. Il est sensible à toutes les radiations de l'infra-rouge à l'ultra-violet, car le sulfure, corps noir et velouté, absorbe à peu près comme le noir de fumée. L'action est absolument instantanée en raison de la faible épaisseur, et parce que la durée de l'absorption, quoique finie, paraît encore inaccessible à nos mesures.

Un bon radiophone doit donner une augmentation de déviation égale à la moitié de la déviation primitive pour une lampe de pétrole à 20^{cm} de distance. Avec une cuve d'alun de 5^{cc}, on a beaucoup moins : l'infra-rouge paraît exercer une forte action, ce qui semble naturel, puisque toutes les radiations absorbées se transforment en chaleur avant d'agir.

Le radiophone peut remplacer la pile thermo-électrique; il est sensible comme elle, quand elle est enfermée, à toutes les radiations, mais l'action est bien plus rapide, et l'aiguille, quand on remet l'écran, revient de suite au o. La pile s'échauffe et se refroidit lentement en raison de sa masse; elle ne peut guère constater des variations rapides des radiations.

Avec le magnésium, que je n'ai pas essayé, ou avec certaines lampes à gaz et à hydrocarbures ou le Drummond, la résistance tomberait probablement bien près de o. Ce phénomène paraît, au premier abord, pouvoir être utilisé pour faire des appels avec un bon relais, mais M. Mercadier et moi n'y sommes pas encore par-

venus : la variation du courant trop rapide n'ébranle pas la palette.

Pour mesurer exactement la résistance, il faut se servir du pont et des courants alternatifs avec le téléphone; le galvanomètre possède une résistance supérieure à celle du radiophone et diminue le courant; de plus, les courants continus les plus faibles augmentent par électrolyse la résistance du sulfure jusqu'à dix fois sa valeur; elle revient en quelques heures à sa valeur primitive. Le courant alternatif ne modifie rien si l'on ne fait pas passer d'étincelles; même dans ce cas, le sulfure reprend sa résistance dans le même temps.

On constate les mêmes diminutions de résistance *par l'éclairement* qu'avec le courant continu donné par quelques millièmes de volt. Elles sont un peu plus grandes, parce qu'il n'y a pas de conducteurs additionnés.

L'appareil est encombrant et l'opération assez longue. On ne doit s'en servir que pour étudier l'appareil et déterminer ses constantes. Pour s'en servir comme pile thermo ou comme photomètre, il faut prendre le courant donné par $\frac{1}{1000}$ et avoir un galvanomètre de résistance à peu près égale à celle du radiophone.

Propriétés électrochimiques du sulfure d'argent et de quelques autres substances. — J'ai dû étudier, sans le concours de M. Mercadier, ces propriétés, dont la connaissance était nécessaire pour assurer le fonctionnement et la conservation de nos appareils. Il n'y a que peu de faits à constater, mais leur groupement et leurs relations sont très difficiles à établir. Nous sommes cependant arrivés à mettre en évidence quelques relations d'analogie qui permettent un assez bon classement des propriétés de ces corps.

Il y a trois variétés de sulfure d'argent, dont les propriétés sont différentes. Leurs préparations aussi diffèrent ([1]). La première que nous ayons employée se fabriquait par voie sèche : on recouvrait,

---

([1]) M. Shelford Bidwell a aussi employé pour des radiophones le sulfure d'argent, mais disséminé dans le soufre; il pensait qu'il servait surtout à donner de la conductibilité au soufre, auquel appartenait la propriété radiophonique par analogie avec le sélénium; plus tard, il a vu que le sulfure avait aussi cette propriété; la résistance du mélange était énorme.

avec un tamis, de fleur de soufre ou de soufre pulvérisé une lame d'argent fin, on chauffait sur un bec veilleuse; le sulfure d'argent se formait, l'excès de soufre brûlait à l'état d'acide sulfureux, et la lame se détachait par le refroidissement. Ces lames étaient un peu épaisses, $0^{mm},1$, mais leurs propriétés radiophoniques étaient presque égales à celles de la troisième variété; la surface était cristallisée et veloutée, ce qu'on voyait à la loupe.

Ce sont les seules qui aient donné des appareils polarisables (1); les radiophones faits avec cette variété de sulfure se chargeaient comme des accumulateurs, et donnaient des décharges de courants continus pendant douze heures; on pouvait en tracer la courbe en fonction de l'intensité et du temps.

Cette polarisation n'empêchait d'ailleurs pas de l'employer en se servant de courants très faibles.

La seconde variété n'a que très peu de propriétés radiophoniques et thermo-électriques; elle s'électrolyse facilement, mais ne se polarise pas; on la fabrique dans la maison Billaudot en fondant du soufre pur et de l'argent fin, puis on coule la plaque et on lamine à chaud; elle s'emploie dans la bijouterie pour la nielle. Ces plaques ont $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur. C'est une sorte de métal; elle résiste à de plus forts courants que les deux autres, mais ne peut servir à aucun usage.

La troisième est de beaucoup la meilleure. Elle est aussi chimiquement pure et cristallisée à la surface. On la prépare en déposant sur une lame assez grande d'argent fin le soufre provenant de l'électrolyse du sulfure de sodium cristallisé deux fois et dissous dans l'eau distillée. La lame se détache après sa formation, en chauffant un point. Elle peut avoir 6^{cm} ou 8^{cm} sur 3^{cm} et $\frac{1}{100}$ de millimètre. Il faut deux heures d'un courant lent fourni par deux grands éléments Callaud.

Cette variété de sulfure a des propriétés radiophoniques et thermo-électriques bien plus fortes que les autres. Elle les doit à sa faible épaisseur et à son état cristallin.

Par le passage des plus faibles courants continus, elle ne se polarise pas, mais sa résistance augmente comme celle du sélénium;

(1) Cette propriété a été constatée sur la même variété par MM. Shelford Bidwell et Sylvanus Thomson.

d'ailleurs cette augmentation se dissipe en quelques minutes; avec le courant alternatif d'un diapason à 200 vibrations par seconde on a de très bons résultats, et aucune modification ne se produit jusqu'à l'étincelle.

Je ne crois pas qu'on puisse employer beaucoup d'autres procédés de préparation de ce sulfure. On pourrait le préparer par voie humide avec un sel d'argent, puis le comprimer ou le fondre. Si on le fond, on retombe sur la deuxième variété. En le comprimant dans un étau en y joignant du sulfure de cuivre et deux lames cuivre-argent, M. Sylvanus Thomson a fait des accumulateurs peu résistants qui donnaient des décharges considérables. Mais dans les radiophones où il ne serait pressé que sous les fils, il donnerait des résistances voisines de celle du sélénium.

Les trois autres substances n'ont guère que la moitié de la propriété du sulfure : ce sont le *sulfure d'étain,* le *phosphure de zinc,* l'*oxyde de cuivre;* tous ces corps sont cassants, on est obligé de les sceller dans la cire d'Espagne et de les travailler à la lime et à l'émeri pour les réduire en lame mince; leur intérêt est, comme nous l'avons dit, la généralisation qu'ils indiquent pour la propriété radiophonique.

Nous ne saurions trop engager les jeunes physiciens en quête de sujets nouveaux à rechercher et étudier de nouvelles substances radiophoniques. Ils en trouveront un grand nombre parmi les corps à éclat métallique qui ont conservé une certaine transparence pour toutes les radiations. Il faut aussi s'adresser à des électrolytes, car il n'y a guère que cette classe de conducteurs dont la résistance soit aussi fortement diminuée par les agitations moléculaires.

SÉANCE DU 20 JUIN 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 juin est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Fabry (Charles), Agrégé des Sciences physiques, à Marseille.
Mukhopadhyay (Asutosh), Membre de la Société de Physique de Londres, à Calcutta (Indes).

M. Guillaume signale une faute d'impression au dernier procès-verbal. Page 2, ligne 32, *au lieu de* $0^{mm},5$, *lisez* $0^{m}\mu,5$.

M. Guillaume fait remarquer à cette occasion que la notation $\mu\mu$ pour le millième de micron ne rentre dans aucun système d'abréviations; la notation $m\mu$ serait beaucoup plus rationnelle, la lettre m étant l'abréviation du millimètre, et μ le symbole du micron.

M. Bouasse, présente au nom de M. Mascart, un dynamomètre de transmission à lecture directe et enregistrement photographique.

Le principe des dynamomètres de transmission consiste à réunir l'appareil moteur aux organes destinés à recevoir le travail par une liaison déformable dont les déplacements relatifs déterminent l'effort à chaque instant et permettent d'évaluer le travail transmis.

Ce problème a déjà reçu différentes solutions, dont quelques-unes ont été mises en pratique; celle proposée par M. Mascart paraîtra peut-être présenter des avantages par sa simplicité.

Supposons d'abord que l'arbre de commande soit coupé et que les bouts soient terminés par deux poulies de même diamètre, reliées par un système de ressorts. La poulie de commande A porte un repère qui se meut en face d'une division tracée sur la surface extérieure de la poulie entraînée B. Le déplacement du repère est proportionnel au couple moteur si la déformation des ressorts est uniforme et, dans tous les cas, la graduation en sera faite par expérience.

Plusieurs méthodes permettent de lire les indications du repère pendant que l'arbre est animé d'un mouvement de rotation. On peut avoir recours à un système d'éclairage instantané qui fait apparaître les divisions pendant un temps très court, au moment où l'échelle occupe une position déterminée dans chaque révolution. Une méthode équivalente consiste à employer un obturateur mobile à fente étroite qui découvre les divisions assez rapidement pour qu'elles n'aient pas de mouvement appréciable. La persistance des impressions sur la rétine permet de faire les lectures dans

les deux cas, mais il en résulte des dispositions expérimentales assez compliquées et une grande perte de lumière.

Il est préférable d'employer un système optique mobile qui donne une image fixe pendant une fraction notable de la période de révolution. Sous cette forme, le problème comporte une solution générale. Avec une lentille de longueur focale F, dont le centre optique est à un instant déterminé sur le rayon qui passe par le repère, si R est le rayon des poulies, $R+f$ celui du centre optique, il se produira une image I à la distance $R+f'$ donnée par la relation

$$\frac{1}{f}+\frac{1}{f'}=\frac{1}{F}.$$

En appelant V la vitesse de la poulie et V′ celle de l'objectif dans le même sens, on voit aisément que l'image reste immobile pour la condition

$$\frac{V}{V'}=\frac{f+f'}{f'}=\frac{f}{F}. \tag{1}$$

L'image est visible pendant tout le temps que la lentille met à parcourir un angle ayant pour sommet le point I et pour ouverture l'étendue du champ. Comme le rapport des vitesses V et V′ est constant, il est facile de commander par l'arbre le mouvement de la lentille.

Si l'image est virtuelle et située sur l'axe même de rotation, l'équation (1) se réduit à

$$\frac{V}{V'}=\frac{R}{R+f}.$$

Les vitesses étant proportionnelles à la distance à l'axe, la lentille peut être montée sur l'arbre même et entraînée avec lui. Il est vrai qu'une seule des divisions se trouve exactement sur l'axe et paraît immobile; mais l'image de la poulie par la lentille est une surface cylindrique qui paraît tourner autour de l'une de ses génératrices; le déplacement apparent des divisions situées de part et d'autre est alors une quantité du second ordre, et on les aperçoit très nettement dans une grande étendue.

On peut évidemment remplacer la lentille par deux réflexions à angle droit sur des miroirs parallèles, de manière à produire une image virtuelle sur l'axe; mais la lentille est d'une installation plus facile et elle présente l'avantage que l'image est agrandie comme par une loupe.

Lorsque la réaction est lente, l'image est assez durable pour que l'on fasse les lectures sans difficulté; cette image paraît continue par suite de la persistance des impressions quand la période est plus courte, et l'éclat apparent est diminué dans le rapport de 2π à l'ouverture angulaire de l'échelle visible.

M. Mascart a admis d'abord que l'arbre avait été coupé, ce qui peut être difficile dans certains cas; mais il est facile de l'éviter. La poulie entraînée B est folle sur l'arbre, et montée sur un manchon qui porte éga-

lement la poulie sur laquelle s'enroulent les courroies de transmission; la plupart des installations mécaniques permettraient une telle modification dans les organes.

Ce dynamomètre a été installé sur une machine à vapeur de 10^{chx}, qui sert à l'éclairage du Bureau central météorologique. Une petite lampe éclaire les divisions; on observe le déplacement du repère soit à l'œil, en se plaçant dans le voisinage, soit avec une simple lorgnette, à la distance de 5^{m} ou 6^{m}. Le repère paraît osciller entre plusieurs divisions; mais on reconnaît aisément que les écarts révèlent des variations réelles du travail transmis dues aux coups de piston de la machine ou au passage des nœuds des courroies sur les poulies de petit diamètre. Quand on modifie le travail absorbé par la machine électrique, le déplacement du repère indique les modifications correspondantes du travail fourni par le moteur. Dans une usine où le moteur principal entretient la marche de plusieurs machines différentes, on pourrait ainsi, par les variations du repère qui correspondent à la suppression ou au rétablissement d'un outil, déterminer le travail absorbé par chacun d'eux. Pour éviter les flexions de l'axe, il est nécessaire que les ressorts établis entre les deux poulies A et B soient disposés d'une manière symétrique.

L'appareil comporte un enregistrement photographique; il suffit de remplacer le repère par un index qui chevauche sur les divisions et de produire une image réelle sur une fente derrière laquelle se meut une feuille de papier sensible. Si la lentille est attachée à la poulie qui porte l'échelle, chacune des divisions tracera une ligne droite, et le repère indiquera la courbe des couples moteurs. On évite même de mesurer le nombre de tours en faisant marcher le papier sensible par l'arbre : la surface comprise entre la courbe du repère, la division d'effort nul et deux ordonnées qui limitent un intervalle de temps déterminé est proportionnelle, sauf le tarage des ressorts, au travail transmis correspondant. On peut enfin provoquer, par un mouvement d'horlogerie, la formation d'un signal sur le papier photographique à intervalles réguliers; l'épreuve porte alors toutes les indications nécessaires pour calculer en chevaux-vapeur la puissance transmise à chaque instant.

On arriverait au même résultat en faisant mouvoir le papier sensible par une horloge, et l'appareil à signaux par l'arbre lui-même. Si le signal a lieu chaque fois que l'arbre a fait un nombre de tours déterminé, la vitesse de la machine est en raison inverse de la distance des signaux sur l'épreuve.

M. Hillairet expose quelques observations relatives à l'influence des orages sur une ligne de 5^{km} de longueur qu'il a installée à Domène (Isère), pour une transmission de force électrique.

Cette ligne se trouve dans une vallée où se manifestent fréquemment des orages de grande intensité. On a dû prendre alors des précautions spéciales pour éviter les détériorations qu'un foudroiement de la ligne pourrait faire subir aux machines. Pour cela, ces machines ont été isolées

du sol par un bâti présentant une résistance d'au moins 100000 ohms. De plus, chaque extrémité de la ligne a été munie de paratonnerres analogues à ceux des lignes télégraphiques, mais dont les peignes ont une longueur de $0^m,50$.

Les deux fils de transmission de la ligne sont soutenus sur 130 poteaux, par des isolateurs placés symétriquement de chaque côté, au sommet de ces poteaux. Une ligne téléphonique se trouve installée sur des isolateurs placés à une certaine distance *au-dessous* des premiers.

Le 23 mai dernier, la ligne a reçu un coup de foudre intense. Sur les 130 poteaux, 19 ont été fendus et tous ces poteaux foudroyés se trouvent à la suite les uns des autres. Cette particularité semble devoir être attribuée à ce que, dans la région où ces 19 poteaux sont plantés, se trouve, à une faible profondeur, une couche d'argile qui permet à une nappe d'eau de séjourner dans le voisinage du sol.

Le point où chacun de ces poteaux a été frappé, au lieu de se trouver vers le sommet, comme on pouvait s'y attendre, se trouve au niveau de l'un des isolateurs inférieurs de la ligne téléphonique. De plus, le point de départ de la traînée produite par la décharge se trouve orienté sur tous les poteaux dans une même direction, qui est celle d'où venait la pluie. Un seul isolateur a été trouvé brisé.

On a observé, à chaque éclair, une gerbe d'étincelles aux balais des machines qui n'ont, d'ailleurs, en rien souffert de ce coup de foudre. Les dents des paratonnerres ont manifesté des décharges bruyantes : cependant un examen attentif a permis de reconnaître que leurs pointes sont restées parfaitement aiguës et n'ont subi aucune altération.

M. Hillairet conclut de là qu'il doit être possible de protéger efficacement des lignes de transmission par des précautions assez élémentaires. Il a d'ailleurs observé, dans le même ordre d'idées, un certain nombre de faits qu'il se propose d'exposer quand ils auront été coordonnés et complétés par de nouvelles observations.

SÉANCE DU 4 JUILLET 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 20 juin est lu et adopté.

M. Gouré de Villemontée rend compte d'expériences faites pour déterminer la différence de potentiel au contact de deux liquides et comparer la somme des différences de potentiel aux divers contacts d'un élément Daniell à la différence de potentiel aux pôles mesurée directement.

Les déterminations ont été faites par une méthode de réduction à zéro,

en utilisant un égaliseur de potentiel fondé sur l'écoulement d'un liquide à l'intérieur d'une enceinte à un potentiel connu. Les expériences ayant été faites dans l'air, on devra tenir compte de la différence de potentiel qui peut exister au contact des métaux M, des liquides L et de l'air I. Ces différences seront désignées par I | M, I | L.

I. Évaluation de la différence de potentiel au contact de deux liquides.

Méthode. — La détermination est déduite de trois séries d'expériences.

Première série. — Préparation de plaques métalliques telles que la différence de potentiel des couches électriques qui les recouvre soit nulle, et méthode pour reconnaître que le résultat est obtenu. Les plaques préparées par dépôts galvaniques, lavées et conservées avec des précautions particulières à la sortie des bains, sont comparées en formant un condensateur dont on réunit les armatures par un fil métallique. Si la différence de potentiel entre les plaques est nulle, on trouve, en ouvrant la chaîne sur un double contact de platine, que la charge du condensateur est nulle. Dans le cas où la charge n'est pas nulle, une dérivation prise sur le circuit d'une pile constante permet de mesurer, en la compensant, la différence de potentiel et des métaux MM′ des deux armatures

$$d = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{M}' + \mathrm{M}' \mid \mathrm{I}. \tag{1}$$

La charge du condensateur est constatée avec un électromètre de Hankel employé comme électroscope. La méthode précédente a été employée par M. Pellat (*Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XXIV).

M. Gouré de Villemontée a trouvé que la différence de potentiel entre les couches électriques qui recouvrent deux dépôts galvaniques du même métal est nulle :

1° Quelle que soit la différence de potentiel aux pôles de la source qui a servi à préparer les dépôts métalliques;

2° Quelle que soit l'intensité du courant qui a produit les dépôts, tant que les dépôts ne sont pas pulvérulents et poreux;

3° Quelle que soit la température du bain de galvanisation;

4° Quelle que soit la composition du bain de galvanisation.

Ces résultats sont exacts, à la condition de ne faire subir aux dépôts métalliques aucune altération chimique et aucun travail mécanique. L'identité des métaux peut ne plus exister si l'un d'eux est resté exposé à l'air pendant deux ou trois mois, tandis que l'autre a été récemment préparé, quoique aucune altération superficielle ne soit apparente.

Deuxième série. — Détermination de la différence de potentiel au contact d'un métal et d'un liquide. Un liquide L, placé dans un vase parfaitement isolé, s'écoule par un tube effilé, à l'intérieur d'une pyramide tronquée de métal M, dont le potentiel peut varier de 0 volt à 2 volts, à l'aide d'une dérivation prise sur le circuit d'une pile constante. Un fil de métal M,

plongé dans le liquide, est relié à l'un des plateaux d'un condensateur dont l'autre plateau communique avec le sol. La pyramide tronquée, le fil immergé et les plateaux du condensateur sont formés du même métal M. Lorsque le potentiel de la pyramide est zéro, le liquide est porté par le jeu de l'écoulement au potentiel zéro; une différence de potentiel d' existe entre le liquide et le métal, et le condensateur est chargé. En portant la pyramide au potentiel $-d'$ à l'aide de la dérivation, le plateau est au potentiel zéro; la charge du condensateur constatée, comme précédemment, est nulle; la différence d', empruntée à la dérivation prise en signe contraire, mesure la somme

$$(2) \qquad d' = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{I}.$$

Troisième série. — On ajoute à l'appareil employé dans la deuxième série un cristallisoir parfaitement isolé, rempli du liquide L; on réunit par un siphon capillaire le liquide L à un autre liquide L′ substitué à L dans le vase terminé par le tube effilé. On plonge le métal M dans L. On détermine, comme dans le deuxième cas, la différence

$$(3) \qquad d'' = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{L}' + \mathrm{L}' \mid \mathrm{I}.$$

L'auteur développe les précautions prises pour éviter le mélange des dissolutions et constate que le mélange n'a pas eu lieu. On déduit par différence des équations (2) et (3)

$$d'' - d' = \mathrm{I} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{L}' + \mathrm{L}' \mid \mathrm{I}.$$

Résultats. — Les expériences ont été faites avec les métaux suivants : cuivre, zinc, nickel et des dissolutions de sulfate de cuivre, de zinc, de nickel, contenant 10^{gr} de sulfate pur par litre d'eau distillée et des dissolutions très voisines de la saturation de sulfate de cuivre et de zinc. Les nombres trouvés pour les différences $d'' - d'$ ont été compris entre o volt et $0^{volt},009$.

L'approximation de chaque mesure était $0^{volt},009$. Les différences $d'' - d'$ trouvées sont sensiblement nulles, comme l'ont indiqué MM. Bichat et Blondlot (*Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 549).

L'addition d'un nouveau cristallisoir isolé permet d'introduire un nouveau liquide L″ et de déterminer de la même manière la somme

$$\mathrm{I} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{L}' + \mathrm{L}' \mid \mathrm{L}'' + \mathrm{L}'' \mid \mathrm{I}.$$

L'auteur déduit de ces expériences ce fait déjà connu, mais intéressant à vérifier par cette nouvelle méthode, que la somme des différences de potentiel au contact de trois dissolutions de sulfates est égale à la différence de potentiel des deux dissolutions extrêmes.

II. Comparaison de la somme des différences de potentiel aux divers contacts d'un élément Daniell avec la différence de potentiel aux pôles de l'élément.

Les résultats des expériences faites avec du cuivre, du zinc et des dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$ de sulfate de cuivre et de zinc contenant 10^{gr} de sel par litre ont été les suivantes :

$$d = I \mid Zn + Zn \mid Cu + Cu \mid I = +0^{volt},693,$$
$$d' = I \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid I = +0^{volt},287,$$
$$d''' = I \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid I = 0,$$
$$d'' = I \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid Zn + Zn \mid I = +0^{volt},231.$$

La somme des termes, *en supposant*

$$I \mid Cu, \quad I \mid Zn, \quad I \mid D_{10}(Cu), \quad I \mid D_{10}(Zn)$$

constants, est

$$d + d' + d''' + d'' = Zn \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid Zn = 1^{volt},211,$$

valeur approchée, en tenant compte de l'approximation dans chacune des déterminations, à $0^{volt},045$.

Quatre éléments Daniell ont été montés avec des métaux et des dissolutions identiques aux métaux et liquides des expériences précédentes. Les dissolutions placées dans deux verres étaient réunies par des siphons capillaires ou par un siphon fermé par une membrane de baudruche. La différence de potentiel aux deux pôles, déterminée par une méthode d'opposition, a été trouvée de $1^{volt},190$. En rapprochant les nombres, on a

Valeur observée.	Valeur calculée.	Différence entre les deux valeurs.	Approximation.
$1^{volt},190$	$1^{volt},211$	$0^{volt},037$	$0^{volt},045$

La différence des valeurs calculée et observée est inférieure à la limite des erreurs d'observation. Les termes I | M, I | L sont constants, c'est-à-dire indépendants des variations atmosphériques de l'air du laboratoire.

M. Trouvé présente à la Société un dynamomètre à lecture directe du travail. Cet appareil comprend deux parties, qui mesurent : l'une le couple moteur, l'autre la vitesse; et dans bien des cas il indique directement le travail.

Le *couple* se mesure à l'aide d'un ressort composé d'une ou plusieurs lames élastiques plates, logées dans l'axe même du dynamomètre. Pour convertir l'effort de torsion du ressort en effort longitudinal, les extrémités de chaque lame sont fixées à deux tubes, qui peuvent suivre son mouvement de rotation et qui se recouvrent longitudinalement. L'un de ces tubes porte un manchon fixe, l'autre un manchon mobile, qui est ramené vers le manchon fixe par un ressort à boudin; ces deux manchons se raccordent suivant un plan incliné. Le manchon mobile, guidé par une coulisse, ne

peut prendre qu'un mouvement longitudinal, lequel est utilisé pour actionner l'aiguille du cadran de l'appareil. La graduation du cadran est faite empiriquement.

L'indicateur de *vitesse angulaire* est un compteur de tours, en tout semblable au dynamomètre proprement dit, mais d'une constitution plus robuste et de dimensions réduites.

Le dynamomètre Trouvé sert à volonté de frein de transmission et d'absorption. L'absorption s'opère : pour les machines faibles à grande vitesse, par un volant à ailettes plates en rotation dans l'air, dans l'eau ou dans le mercure; pour les machines puissantes, au moyen d'une dynamo, dans le circuit de laquelle on intercale des résistances variables. Grâce à l'emploi du ressort plat, le frottement des organes est tout à fait négligeable; les effets de la force centrifuge et les chocs sont évités, et l'on peut, sans augmenter le volume de l'appareil, proportionner sa puissance au nombre des lames.

Détermination de la différence de potentiel au contact de deux liquides;

Par M. G. Gouré de Villemontée.

Des recherches sur la détermination de la différence de potentiel au contact d'un métal et d'un liquide, dont j'ai donné une courte analyse dans le *Journal de Physique* (1), m'ont amené à reprendre la détermination de la différence de potentiel au contact de deux liquides.

Toutes les expériences ont été faites avec un condensateur placé dans l'air et par la méthode d'écoulement où l'on emploie pour égaliseur de potentiel la formation de gouttes liquides à l'intérieur d'une enceinte portée à un potentiel V. D'après l'opinion émise par Maxwell et généralement admise aujourd'hui, une différence de potentiel peut exister : 1° au contact des métaux M et des milieux isolants I dans le condensateur; 2° au contact de la goutte liquide L et du milieu isolant I dans lequel l'écoulement est produit. Les deux différences de potentiel seront désignées dans la suite par I | M, I | L.

---

(1) 2e série, t. IX, p. 65.

I. *Principe de la méthode.* — Soient M, M′ deux métaux différents, trois expériences permettent de déterminer séparément :

$$(1) \qquad d = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{M}' + \mathrm{M}' \mid \mathrm{I},$$

$$(2) \qquad d' = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{I},$$

$$(3) \qquad d'' = \mathrm{I} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{L}' + \mathrm{L}' \mid \mathrm{I}.$$

1° *Mesure de d.* — La différence d a été mesurée par une méthode d'opposition indiquée par M. Pellat [1].

Pour obtenir les métaux M, M′ toujours identiques et éviter tout travail mécanique, j'ai employé dans toutes mes expériences des métaux obtenus par dépôts galvaniques. Les dépôts lavés à la sortie des bains sous un courant d'eau étaient ensuite nettoyés avec de l'alcool et des linges ne contenant ni savon, ni trace de matières étrangères [2]. Les nombres obtenus sont constants, lorsque les déterminations précèdent toute altération chimique ou mécanique.

Une altération spontanée et progressive a lieu à l'air du laboratoire, devient sensible pour le zinc quelques jours après la formation du dépôt galvanique et peut atteindre quelques dixièmes de volt après plusieurs mois. La différence d entre deux plateaux de laiton recouverts de zinc, le premier le 25 février 1888, le second le 6 décembre 1887, a été trouvée, le 28 février 1888,

$$\mathrm{Zn}_{\text{février 1888}} \mid \mathrm{Zn}_{\text{décembre 1887}} = +\,0^{\text{volt}},258.$$

Tout nettoyage chimique ou mécanique altère les métaux dans des limites souvent même plus étendues. L'emploi de dépôts galvaniques m'a paru le seul procédé convenable pour obtenir des métaux purs et comparables, comme je l'ai indiqué dans ce journal (*loc. cit.*).

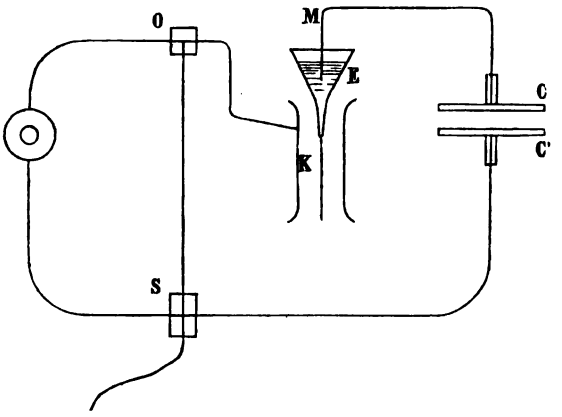
2° *Mesure de d′.* — J'ai déterminé d' par la méthode suivante : un liquide L placé dans un entonnoir E, parfaitement isolé, s'écoule en se séparant en gouttelettes par l'extrémité K à l'intérieur d'un tube de métal M relié à l'extrémité O d'un fil OS. On plonge dans le liquide L un fil de métal M relié à l'un des plateaux

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXIV.
[2] *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 67.

d'un condensateur formé du même métal. Le second plateau du condensateur est rattaché à l'extrémité S du fil OS. L'extrémité S est maintenue constamment au sol.

Fig. 1.



Si aucune différence de potentiel n'existe entre O et S, la somme des différences de potentiel depuis la surface intérieure du tube jusqu'au second plateau du condensateur est

$$d' = \mathrm{I} \mid \mathrm{L} + \mathrm{L} \mid \mathrm{M} + \mathrm{M} \mid \mathrm{I}; \tag{2}$$

le condensateur est chargé. Si l'on établit alors, à l'aide d'une dérivation prise sur le circuit d'une pile constante, une différence de potentiel $-d'$ entre O et S, la charge du condensateur devient nulle. Un électromètre de Hankel, chargé par 200 éléments Volta, employé comme électroscope, permet de reconnaître l'existence d'une charge très faible du condensateur et, par suite, de déterminer avec une très grande approximation la différence $-d'$ nécessaire pour compenser l'effet de d'. La description complète de l'appareil et la discussion des résultats ont été données dans le *Journal de Physique* (¹) et dans un Mémoire intitulé : *Recherches sur la différence de potentiel au contact d'un solide et d'un liquide* (thèse pour le Doctorat, juillet 1888).

(¹) 2ᵉ série, t. IX, p. 71.

Les liquides employés sont des dissolutions de sulfates dans l'eau distillée fournie par la même usine, précaution que j'ai discutée et reconnue nécessaire dans les Mémoires antérieurs (*loc. cit.*). Le poids en grammes de sulfate pur dissous dans 1^{lit} d'eau est indiqué par l'indice inscrit auprès de la lettre D, le nom du sulfate est désigné par le symbole du métal. Ainsi $D_{10}(M)$ est une dissolution contenant 10^{gr} de sulfate pur du métal M par litre d'eau distillée.

Je rappellerai ici que les résultats sont constants en employant des métaux obtenus par dépôts galvaniques et des dissolutions de sulfates purs dans l'eau distillée. La discussion des conditions dans lesquelles se trouve le métal au moment de son immersion dans ces liquides étant fondamentale, j'ai examiné l'influence des altérations et des décapages par la méthode suivante : deux fils de cuivre reliés l'un à la pointe, l'autre à la cuvette d'un électromètre capillaire, ont été plongés simultanément dans une même dissolution de sulfate de cuivre $D_{10}(Cu)$; j'ai déterminé la différence de potentiel aux deux pôles de l'élément ainsi constitué. Des expériences analogues ont été faites avec deux fils de zinc et une dissolution $D_{10}(Zn)$. Les résultats ont été les suivants :

1. La différence de potentiel entre les fils est absolument nulle : 1° lorsque les deux fils ont été préparés par voie galvanique au moment de la détermination; 2° lorsque les fils préparés par voie galvanique plusieurs mois auparavant, altérés à la surface, ont été décapés par des procédés mécaniques ou chimiques au moment de la détermination.

2. Si l'on plonge dans une même dissolution deux fils préparés comme il a été dit et exposés à l'air pendant une durée comprise entre deux mois et neuf mois, la différence de potentiel aux pôles de l'élément ainsi formé est comprise entre $0^{volt},027$ et $0^{volt},003$ et diminue rapidement avec la durée de l'immersion sans devenir nulle.

Les fils, avant chaque détermination, sont lavés avec de l'alcool et des linges ne contenant aucune trace de savon ou de matières étrangères.

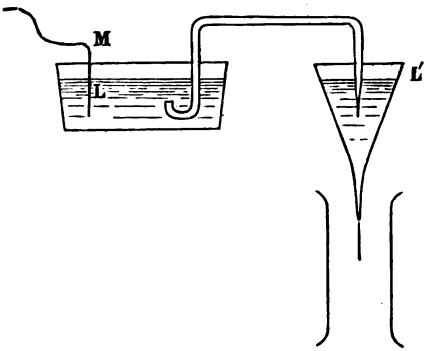
3° *Mesure de d''*. — L'entonnoir rempli d'un liquide L' commu-

nique par un siphon, dont une branche est capillaire, avec le liquide précédent L, placé dans un cristallisoir parfaitement isolé sur des supports à acide sulfurique renfermés dans des caisses dont l'air est desséché, comme dans les expériences précédentes.

Le métal M est plongé dans le liquide L. L'expérience est faite comme dans le cas précédent.

Deux conditions de construction étaient à étudier par l'expérience : 1° le diamètre du tube capillaire reliant les liquides L, L′ doit être assez large pour permettre l'établissement de l'équilibre électrique en moins d'une minute ; 2° le diamètre du tube capillaire doit être assez petit pour empêcher tout mélange des dissolutions.

Fig. 2.



Après avoir déterminé par des essais le diamètre des tubes à construire, j'ai vérifié que, avec les tubes employés :

1° La différence de potentiel mesurée est indépendante du liquide dans lequel est plongée la branche capillaire du siphon.

2° La différence de potentiel au contact du cuivre et d'une dissolution $D_{10}(Cu)$ est la même : 1° dans le cas où la dissolution $D_{10}(Cu)$ n'a servi à aucune expérience antérieure; 2° dans le cas où la dissolution $D_{10}(Cu)$ a été reliée pendant vingt-cinq heures avec une dissolution $D_{10}(Zn)$ par un siphon capillaire rempli avec $D_{10}(Cu)$; 3° les dissolutions recueillies à l'extrémité de l'entonnoir ne présentent à l'analyse chimique aucune trace des dissolutions avec lesquelles elles ont été reliées par un siphon capillaire ; 4° j'ai

cherché en outre directement l'influence du mélange des dissolutions en déterminant la différence de potentiel d' : 1° dans le cas où la dissolution $D_{10}(M)$ ne contient aucune trace de sel étranger; 2° dans le cas où la dissolution $D_{10}(M)$ contient une quantité déterminée d'un sel autre que ceux de M. J'ai trouvé : 1° que l'addition de 2^{cc} de dissolution $D_{10}(Cu)$ par litre de dissolution $D_{10}(Zn)$ produit une variation de $+0^{volt},013$ de la différence

$$I \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid I;$$

2° que l'addition de 2^{cc} de la dissolution $D_{10}(Cu)$ par litre de dissolution $D_{10}(Ni)$ produit une variation de $+0^{volt},05$ de la différence

$$I \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni) \mid I.$$

L'ensemble de ces expériences prouve que le mélange des liquides L, L' n'a pas eu lieu et que, s'il se produisait, il serait traduit par une variation du nombre trouvé dans la mesure de d'', variation qui n'a pas eu lieu dans les expériences définitives.

II. *Détermination de la différence* $I \mid L + L \mid L' + L' \mid I$. — Deux expériences successives permettent de déterminer séparément d', d'' par les équations (2), (3); j'en déduis par soustraction, en *supposant que les quantités* $I \mid L$ puissent être regardées comme *constantes,*

$$d'' - d' = I \mid L + L \mid L' + L' \mid I.$$

Cette différence déterminée, je fais une seconde série d'expériences en intervertissant l'ordre des liquides L, L'; j'obtiens

$$I \mid L' + L' \mid L + L \mid I.$$

J'ai trouvé, en employant des dissolutions de sulfates de cuivre, de zinc, de nickel et les métaux correspondants,

$$\begin{aligned}
I \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid I &= 0,\\
I \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid I &= -0^{volt},004,\\
I \mid D_{1200}(Zn) + D_{1200}(Zn) \mid D_{250}(Cu) + D_{250}(Cu) \mid I &= -0^{volt},009,\\
I \mid D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid I &= +0^{volt},009,\\
I \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni) \mid I &= -0^{volt},009,\\
I \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni) \mid I &= +0^{volt},009.
\end{aligned}$$

Chacun des termes d', d'' est mesuré à $0^{volt},009$ près, les différences $d''-d'$ sont déterminées à $0^{volt},018$ près. La somme algébrique des différences de potentiel aux contacts indiqués est donc comprise entre o et la limite d'approximation, et par suite extrêmement faible, si elle n'est pas nulle : MM. Bichat et Blondlot ont obtenu le même résultat par une méthode d'écoulement [1].

III. *Détermination de la différence* $I|L+L|L'+L'|L''+L''|I$. — L'addition d'un vase parfaitement isolé rempli d'un liquide L'' et d'un siphon capillaire m'a permis de déterminer la somme des différences de potentiel aux contacts

$$(4) \qquad d''' = I\,|\,M + M\,|\,L + L\,|\,L' + L'\,|\,L'' + L''\,|\,I.$$

Les expériences ont été faites avec les dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$, $D_{10}(Ni)$ de sulfates de cuivre, de zinc, de nickel. Les niveaux des liquides ont été maintenus sur un même plan horizontal, pour éviter le mélange des dissolutions. J'ai pu obtenir ainsi

$$d''' - d' = I\,|\,L + L\,|\,L' + L'\,|\,L'' + L''\,|\,I;$$

les résultats sont

$$I\,|\,D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni)\,|\,D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn)\,|\,I = 0,$$
$$I\,|\,D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn)\,|\,D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni)\,|\,I = -0^{volt},009;$$

d'ailleurs on a

$$I\,|\,D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni)\,|\,I = -0^{volt},009,$$
$$I\,|\,D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn)\,|\,I = 0;$$

par suite, par différence,

$$D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Ni) + D_{10}(Ni)\,|\,D_{10}(Zn) = D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Zn),$$
$$D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn)\,|\,D_{10}(Ni) = D_{10}(Cu)\,|\,D_{10}(Ni).$$

La différence de potentiel au contact des dissolutions extrêmes est la même que si les dissolutions intermédiaires n'existaient pas.

C'est l'extension de la loi de Volta aux dissolutions de sulfates,

---

[1] *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 549.

établie par des méthodes d'écoulement, fait déjà vérifié à l'aide d'autres procédés par M. Wild ([1]), par M. Raoult ([2]), et pour les acides par M. Branly ([3]).

Comparaison de la somme des différences de potentiel aux différents contacts d'un élément daniell avec la différence de potentiel aux pôles de l'élément;

Par M. G. Gouré de Villemontée.

1. Les expériences rapportées dans la Note précédente montrent : 1° que la différence d est définie et constante, lorsqu'on emploie des métaux zinc-cuivre préparés par voie galvanique et qui n'ont subi aucune altération chimique et aucun travail mécanique; 2° que les différences d', d'' sont définies et constantes, lorsqu'on emploie des métaux préparés par voie galvanique qui n'ont éprouvé aucune altération chimique et des dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$ de sulfates purs dans l'eau distillée réunies par des siphons capillaires construits comme il a été dit.

On a déterminé ainsi successivement

$$d = I \mid Zn + Zn \mid Cu + Cu \mid I = +0^{volt},693,$$
$$d' = I \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid I = +0^{volt},287,$$
$$d''' = I \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid I = 0,$$
$$d'' = I \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid Zn + Zn \mid I = +0^{volt},231,$$

dont la somme est, en supposant les *termes* $I|Cu$, $I|Zn$, $I|D_{10}(Cu)$, $I|D_{10}(Zn)$ *constants,*

$$\begin{aligned} E &= d + d' + d''' + d'' \\ &= Zn \mid Cu + Cu \mid D_{10}(Cu) + D_{10}(Cu) \mid D_{10}(Zn) + D_{10}(Zn) \mid Zn = 1^{volt},211; \end{aligned}$$

chaque détermination est faite à $0^{volt},009$ près. La différence d''' étant déduite de deux expériences, la différence de potentiel cal-

---

([1]) *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 353, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LIII, p. 375.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. II, p. 355.

([3]) *Annales scientifiques de l'École Normale*, 2e série, t. II, p. 227.

culée E est obtenue à l'aide de cinq déterminations. L'approximation de la somme est par suite $0^{volt},0455$.

2. La somme E représente également la différence de potentiel aux deux pôles d'un élément Daniell construit avec des métaux et des dissolutions identiques à ceux des expériences précédentes. J'ai comparé la valeur de la somme E à la différence de potentiel aux pôles d'une série d'éléments Daniell construits avec des métaux zinc et cuivre obtenus par dépôts galvaniques et des dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$. Dans les trois premiers éléments, les liquides $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$, placés dans des verres différents, sont réunis par des siphons dont une branche est capillaire; dans le quatrième, les dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$, placées dans des verres distincts, sont réunies par un siphon fermé par une membrane de baudruche; dans le cinquième, les deux dissolutions $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$ sont séparées par un vase poreux.

Dans tous les éléments, les liquides sont maintenus au même niveau, pour éviter autant que possible le mélange des dissolutions. Les métaux zinc et cuivre, fixés sur un support isolant sont immergés au même instant. Les différences de potentiel sont mesurées en opposant l'élément considéré à un élément Latimer Clark pris comme étalon dans les expériences précédentes. L'élément Latimer Clark avait été comparé à d'autres éléments Latimer Clark. La constance en avait été reconnue par une série d'expériences préliminaires; j'ai converti comme précédemment les résultats directs en volts, en admettant

$$1 \text{ Latimer Clark} = 1^{volt},435.$$

Les différences de potentiel aux pôles sont mesurées depuis le moment de l'immersion et suivies pendant une durée comprise entre quelques secondes et un mois.

Les résultats sont :

Éléments (1), (2), (3) construits avec siphons capillaires.

La différence de potentiel aux pôles atteint la valeur constante $1^{volt},190$, à la température de 17°C., après une durée comprise entre une heure et vingt-quatre heures à partir du montage.

Élément (4) construit avec siphon fermé par une membrane de baudruche.

La différence de potentiel aux pôles atteint la valeur constante $1^{volt},190$, à la température de 17° C., vingt-quatre heures après le montage.

Élément (5) construit avec vase poreux.

La diffusion est sensible à travers le vase poreux. La différence de potentiel aux pôles, variable, a décru d'une manière continue de $1^{volt},981$, valeur atteinte six minutes après le montage, à $1^{volt},159$, valeur atteinte dix-sept heures trente-quatre minutes après le montage.

En résumé, les éléments construits avec des siphons capillaires, comme il a été indiqué, sont comparables et constants. Les éléments construits avec vases poreux sont variables, par suite du mélange des dissolutions. La différence de potentiel aux pôles de l'élément construit avec $D_{10}(Cu)$, $D_{10}(Zn)$ est $1^{volt},190$. On a donc

Valeur observée.	Valeur calculée E.	Différence entre le résultat calculé et le résultat observé.	Approximation.
$1^{volt},190$	$1^{volt},211$	$0^{volt},037$	$0^{volt},045$

La différence de potentiel aux deux pôles de l'élément est donc égale à la valeur calculée E dans les limites d'approximation indiquée. La conclusion est la justification de l'hypothèse faite pour calculer E, à savoir que les termes I|M, I|L sont constants, c'est-à-dire indépendants des variations atmosphériques de l'air du laboratoire.

SÉANCE DU 18 JUILLET 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 4 juillet est lu et adopté.

Est élu Membre de la Société :

M. Melander (G.), Professeur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

A propos de la Communication de M. Gouré de Villemontée, faite à la précédente séance, M. Pellat fait remarquer la profonde différence qui

existe entre les différences de potentiel *apparentes*, telles que les donnent les expériences électrométriques, et les différences de potentiel *réelles* de deux conducteurs au contact.

Entre deux conducteurs A et B, la différence de potentiel apparente $(\mathfrak{A}\,|\,\mathfrak{B})$, comme M. Pellat l'a montré autrefois et comme l'a rappelé M. Gouré de Villemontée, se compose de la somme de trois différences de potentiel

$$(1) \qquad \mathfrak{A}\,|\,\mathfrak{B} = I\,|\,A + A\,|\,B + B\,|\,I,$$

dans laquelle I représente l'isolant, l'air en général, qui sépare les surfaces des conducteurs étudiés par les méthodes électrométriques.

C'est ainsi que la différence de potentiel apparente, d'après M. Gouré de Villemontée, est égale à $0^{\text{volt}},287$ entre la dissolution de sulfate de cuivre et le cuivre, et à $0^{\text{volt}},231$ entre la dissolution de sulfate de zinc et le zinc; or, dans une précédente Communication, M. Pellat a montré que la différence de potentiel réelle entre un métal et un sel de même métal qui le baigne est nulle.

Par contre, la différence de potentiel apparente entre les deux sulfates est nulle, tandis que la différence réelle, mesurée par la méthode de MM. Bichat et Blondlot, est $0^{\text{volt}},547$.

Les termes I|A et B|I de l'expression (1) ont donc une somme qui est loin d'être nulle en général.

Pourtant, dans le cas particulier où A et B sont deux métaux, la somme de ces termes est nulle ou presque nulle, la différence de potentiel apparente étant très voisine de la différence de potentiel vraie, pour le très petit nombre de métaux étudiés jusqu'ici par M. Pellat.

On peut le voir, du reste, dans le cas du cuivre et du zinc, d'après les nombres donnés par M. Gouré de Villemontée, la loi de M. Pellat qui vient d'être rappelée, et la détermination de la différence de potentiel réelle entre les deux sulfates. On a en effet

$$I\,|\,Cu + Cu\,|\,D(Cu) + D(Cu)\,|\,I = -0^{\text{volt}},287,$$
$$I\,|\,D(Zn) + D(Zn)\,|\,Zn + Zn\,|\,I = -0^{\text{volt}},231$$

et

$$I\,|\,D(Zn) + D(Zn)\,|\,D(Cu) + D(Cu)\,|\,I = 0.$$

En faisant la somme des deux premières égalités, en en retranchant la dernière et en tenant compte de ce que

$$Cu\,|\,D(Cu) = Zn\,|\,D(Zn) = 0,$$

il vient

$$I\,|\,Cu + Zn\,|\,I - D(Zn)\,|\,D(Cu) = -0^{\text{volt}},518;$$

et comme

$$D(Zn)\,|\,D(Cu) = +0^{\text{volt}},547,$$

on a

$$(2) \qquad I\,|\,Cu + Zn\,|\,I = +0^{\text{volt}},029,$$

quantité très petite et qui rentre dans les erreurs d'expérience.

En retranchant membre à membre de la relation suivante

$$I|Cu + Cu|Zn + Zn|I = 0^{volt},693$$

la relation (2), il vient

$$Cu|Zn = +0^{volt},664.$$

Telle est la différence de potentiel vraie, entre le zinc et le cuivre, pour les métaux préparés comme le fait M. Gouré de Villemontée.

M. Lucien Poincaré étudie les *forces électromotrices dans les électrolytes fondus.*

L'auteur, qui avait précédemment étudié les phénomènes produits au sein même des électrolytes, au moyen des mesures de conductibilités, a, dans ses nouvelles recherches, principalement considéré les phénomènes qui prennent naissance au contact des électrodes métalliques et de l'électrolyte.

1° Quand les deux électrodes sont de même métal et maintenues à la même température, elles se polarisent, par suite du passage d'un courant. Il existe, pour un électrolyte et des électrodes donnés, un maximum de polarisation; ce maximum est bien fixe à une température déterminée, mais diminue toujours quand la température augmente, et tend vers zéro lorsque la température tend vers la température de décomposition du sel. Ce fait a été vérifié avec des électrodes non attaquables par l'électrolyte d'or, d'argent ou de fer, dans des chlorates ou azotates de potassium, de sodium et d'ammonium, et dans les mélanges de ces divers corps. Si l'on admet que le maximum de polarisation est supérieur ou égal à l'équivalent de l'énergie dépensée dans la réaction électrolytique, on serait amené à penser que la chaleur tend toujours à produire une dissociation du sel en ses deux ions, comme le fait une dissolution étendue d'après M. Arrhénius.

2° Quand les deux électrodes sont de même métal, mais à des températures différentes, il se produit entre elles une force thermoélectrique. Ces forces ont été mesurées par un procédé simple; elles sont déterminées très exactement dans le cas de métaux en contact avec un électrolyte fondu contenant un des sels du métal en expérience. La force électromotrice est proportionnelle à la différence de température des deux soudures; elle est indépendante de l'état physique (solide ou liquide) de l'électrode et aussi de l'électrolyte, et a sensiblement la même valeur que celle trouvée par M. Bouty pour les dissolutions concentrées. Dans le cas d'un mélange d'azotate de sodium et d'azotate d'argent, par exemple, avec des fils d'argent, la force électromotrice diminue quand la teneur en argent augmente.

3° Enfin M. Poincaré a aussi étudié les piles formées en plongeant dans les électrolytes fondus des lames de métaux différents; il a surtout cherché à vérifier si, malgré le rôle spécial que joue ici la chaleur employée à

rendre les sels conducteurs, on peut encore appliquer à de tels éléments les principes établis pour les couples hydroélectriques. La théorie de M. Helmholtz lie la force électromotrice E_1 d'une pile à la force électromotrice E, calculée comme l'équivalent de la chaleur chimique produite dans la pile, par la relation

$$E_1 = E + \tau \frac{dE_1}{d\tau},$$

où τ est la température; d'autre part, M. Lippmann a montré que l'on a

$$\frac{1}{\tau} \frac{dc}{dm} = K \frac{d^2 E}{d\tau^2},$$

où c est la chaleur spécifique de la pile et m la quantité d'électricité. L'étude de quelques éléments où les électrolytes sont fondus prouve que ces deux formules sont encore exactes dans le cas considéré.

En résumé, quel que soit le procédé employé pour écarter les molécules des corps ou mettre en liberté les ions, dissolution ou élévation de température, les recherches de l'auteur prouvent que les résultats sont parallèles; toutefois, l'absence de dissolvant permet de rencontrer une plus grande simplicité dans le cas des sels qui sont amenés à conduire par suite de l'échauffement.

M. Bouty communique à la Société, au nom de M. Stoletow, des recherches sur *les courants actino-électriques dans l'air raréfié.*

Une boîte de 46^{mm} de hauteur et de 87^{mm} de diamètre est fermée en avant par une plaque de quartz de 69^{mm} de diamètre et de 5^{mm} d'épaisseur, argentée sur sa face interne et rayée à la manière d'un réseau; elle est fermée en arrière par une pièce de métal dans laquelle tourne une vis micrométrique portant normalement un disque en laiton argenté. La face argentée et striée du quartz et le disque sont respectivement les armatures négative et positive d'un condensateur actino-électrique. La boîte est disposée de telle sorte qu'on peut la remplir d'un gaz pur et sec et y faire le vide jusqu'à $0^{mm},002$ environ.

Le condensateur actino-électrique à air raréfié est placé, avec un galvanomètre, dans le circuit d'une pile de 20 à 100 éléments Latimer-Clark. Un deuxième circuit contient un condensateur actino-électrique à air sec à la pression normale, avec une pile égale et un galvanomètre de même résistance. Les indications du deuxième galvanomètre servent à corriger celles du premier, eu égard aux variations inévitables de la source lumineuse employée.

En faisant varier la force électromotrice E de la pile, la distance l des plateaux du condensateur et la pression p de l'air, M. Stoletow obtient les résultats suivants :

1° Supposons d'abord qu'on emploie une pile de 100 éléments Latimer-Clark; par exemple, lorsqu'on diminue p sans changer autre chose, le

courant actino-électrique i croît d'abord très lentement, atteint un maximum pour une pression que l'auteur appelle *pression critique*, et s'approche ensuite d'une limite finie et qui paraît rigoureusement la même, quel que soit E. Avec des valeurs de E suffisamment faibles, 20 Clark par exemple, le maximum de i disparaît, mais la valeur limite reste la même.

2° Tandis que dans l'air, à la pression ordinaire, i croît plus lentement que la force électromotrice E et semble s'approcher d'une limite, il n'en est pas de même pour des pressions médiocres, surtout dans la région des pressions critiques; i paraît croître plus vite que E.

3° Tandis que dans l'air, à la pression ordinaire, i n'est fonction que de la charge électrostatique du condensateur, ou, ce qui revient au même, de $\frac{E}{l}$, cette loi se trouve en défaut dans l'air raréfié; il est en général impossible de compenser une variation donnée de E par une variation proportionnelle de l. Toutefois, la pression critique p_m ne dépend que de $\frac{E}{l}$. On trouve en effet

$$\frac{p_m E}{l} = \text{const.}$$

M. Stoletow pense que l'existence d'une relation aussi simple, dans laquelle intervient la pression du gaz, suffit à prouver que la convection joue un rôle dans les phénomènes actino-électriques. D'autre part, l'existence d'une limite fixe et finie vers laquelle converge le courant, à mesure que p tend vers zéro, semble indiquer que d'autres causes jouent aussi un rôle. Telles pourraient être la présence de vapeurs de mercure et la pulvérisation actinique des armatures, rendue probable par les expériences de MM. Lenard et Wolf.

L'auteur se propose d'étendre ces recherches à divers gaz ou vapeurs.

M. Bouty expose les premiers résultats de ses recherches *sur le résidu des condensateurs en mica*. Les méthodes expérimentales employées sont très simples :

1° Après avoir chargé le condensateur pendant un temps fort long (théoriquement infini), on le ferme en court circuit pendant un temps connu θ, et l'on mesure la charge rendue libre entre θ et $\theta + t$.

2° Le condensateur étant au repos depuis un temps fort long, on le charge en court circuit pendant un temps connu θ, puis on détermine la charge qu'il reçoit entre θ et $\theta + t$. Si, comme M. Bouty l'a démontré antérieurement, toute l'électricité absorbée par un condensateur après la charge instantanée contribue à la formation du résidu, les deux méthodes doivent conduire à attribuer au résidu total une valeur identique.

Ces méthodes exigent la mesure de petites charges portées soit par le condensateur étudié lui-même (1re méthode), soit par un condensateur auxiliaire (2e méthode). On y parvient en déchargeant le condensateur sur un électromètre capillaire préalablement calibré à cet effet.

Les durées θ et t ont varié de $0^s,001$ à 4000^s. Au-dessus de 5^s, les interruptions et commutations nécessaires étaient effectuées à la main; pour les petites durées, l'on a eu recours à un pendule de torsion que M. Bouty a fait disposer par M. Conche, chef d'atelier à son laboratoire, et qui, malgré la simplicité un peu rustique de sa construction, s'est trouvé d'un usage très commode et pratique pour ces recherches. Ce pendule réalisait automatiquement les communications nécessaires à l'aide de contacts à mercure.

Voici en résumé les résultats obtenus :

1° La charge absorbée entre θ et $\theta + t$ par un condensateur qui ne fuit pas et qui s'est longuement reposé est *identique* au résidu rendu libre entre θ et $\theta + t$ sur le même condensateur chargé pendant un temps très long.

2° Cette charge résiduelle est rigoureusement proportionnelle à la force électromotrice de la pile de charge; mais elle n'est pas proportionnelle à la capacité. Il en résulte que les subdivisions d'un condensateur ne peuvent être considérées comme rigoureusement proportionnelles à leur valeur nominale que pour une seule durée de charge ou de décharge.

Un condensateur construit par M. Carpentier, et dont l'isolement est parfait, a présenté, au point de vue du résidu, un type d'une extrême simplicité. Soit $[R]_\theta^{\theta+t}$ le résidu mesuré entre t et θ,

$$[R]_\theta^{\theta+t} = A[(t+\theta)^c - \theta^c].$$

Il en résulte que le résidu total entre o et t, inaccessible à toute détermination directe, a pour valeur

$$R_t = A\,t^c.$$

Pour toutes les subdivisions de ce microfarad, on a $c = 0,09$; le coefficient A varie seul d'une subdivision à une autre.

Le résidu total n'est jamais qu'une fraction assez petite de la charge. Si l'on prend pour unité la charge totale évaluée au bout de 1^s, le résidu R_t a pour valeur

t	R_t
$0^s,001$	0,0180
1	0,0336
1000	0,0624

Quand le temps est multiplié par 1000, le résidu se multiplie seulement par 1,862.

Il suit de là que la charge principale du microfarad est entièrement formée en moins de $0^s,001$; elle est ici les 0,966 de la charge au bout de 1^s.

Ces divers résultats ne sont corrects qu'*à la condition expresse de n'employer que des éléments impolarisables, de résistance intérieure*

négligeable, et de rendre aussi très faible la résistance du circuit métallique de la pile au condensateur. Avec des résistances de quelques milliers d'ohms pour les durées de $0^s,1$ à $0^s,01$, de quelques dizaines d'ohms seulement pour les durées les plus faibles, les résultats perdent toute signification physique. On ne peut donc employer correctement d'éléments du genre Gouy ou Latimer-Clark à grande résistance. Le calcul montre, en effet, qu'au degré de précision des expériences précédentes (0,0001 de la charge principale) et dans l'hypothèse d'une capacité invariable du condensateur, la charge principale ne peut être considérée comme complète dans un circuit de 10000 ohms, en moins de $\frac{1}{10}$ de seconde; $\frac{1}{10000}$ de seconde suffit dans un circuit de 10 ohms.

M. Bouty annonce qu'il étendra ses études à la mesure des constantes diélectriques, et à la recherche des conditions précises qui conviennent à la construction et à l'usage des étalons de capacité.

M. Dufet rend compte de mesures comparatives qu'il a faites de l'indice de réfraction de différents quartz. Il s'est servi de l'appareil à réflexion totale de M. Pulfrich. Les erreurs systématiques tenant au réglage de l'appareil, à l'influence de la température, à la graduation des cercles, etc., peuvent s'éliminer complètement par un système d'observations croisées, où l'on compare la plaque à étudier à une plaque type, la même dans toutes les expériences. Les observations n'ont porté que sur l'indice ordinaire pour la lumière du sodium.

La conclusion est que l'indice est bien plus constant que ne semblent l'indiquer les mesures directes par la méthode du prisme. Les quartz limpides (du Brésil) sont identiques; l'écart observé n'atteint pas une demi-unité du 5e ordre décimal. Les quartz enfumés présentent quelques plages où l'indice est plus faible que dans d'autres; la différence est de 6 à 7 unités du 5e ordre; dans les plages minces colorées, on retrouve l'indice du quartz limpide. Les améthystes donnent des résultats très constants; leur réfringence dépasse celle des quartz limpides de 4 à 5 unités du 5e ordre.

Forces électromotrices dans les électrolytes fondus;

Par M. Lucien Poincaré.

Je me suis, dans de précédentes recherches, occupé du passage de l'électricité dans les électrolytes rendus bons conducteurs par l'élévation de la température; la mesure de la conductibilité fournit à cet égard un certain nombre de renseignements.

Dans le présent travail, j'ai cherché à étudier les phénomènes

qui peuvent se produire au contact du sel et des électrodes métalliques.

Plusieurs cas sont à distinguer que j'examinerai successivement :

1° Les deux électrodes sont de même métal et maintenues à la même température ; il s'établit entre elles une force électromotrice opposée au courant qui traverse l'électrolyte ; elles se polarisent.

2° Les deux électrodes sont de même métal, mais leurs températures sont inégales ; alors même qu'aucune force électromotrice étrangère n'est introduite dans le circuit métallique qui les réunit, elles deviennent le siège d'une force thermo-électrique.

3° Les deux électrodes peuvent enfin être formées de métaux différents ; on constitue ainsi un couple voltaïque possédant une force électromotrice qui lui est propre.

I. Les questions relatives à la polarisation des électrodes sont nombreuses ; j'étudierai seulement ici un point très particulier.

Quand une auge électrolytique est traversée par un courant dont l'intensité I est supérieure à une certaine limite, on ne remarque plus d'accroissement de la force électromotrice de polarisation établie entre les deux électrodes, il existe un maximum de polarisation P ; la valeur de ce maximum varie avec la température. On peut, dans le cas des sels fondus, suivre cette variation dans un grand intervalle de température ; c'est ce que je me suis proposé de faire.

Le maximum P est d'autant plus rapidement atteint que les électrodes employées sont de plus faible étendue ; il convient donc de se servir de fils fins et courts pour hâter l'établissement de ce maximum (1).

Lorsqu'on emploie des fils d'argent, les résultats obtenus sont parfaitement concordants (2), et la variation est très régulière. On

(1) Il faudrait bien toutefois se garder d'employer comme cathode une électrode à la Wollaston au moins dans le cas des sels alcalins, de l'azotate de sodium par exemple. Le sodium qui se rend au pôle négatif attaque le verre qui entoure le fil métallique et le silicate formé donne naissance à un élément de pile.

(2) Les forces électromotrices ont, dans tous les cas, été mesurées par la méthode d'opposition, en prenant comme étalon un élément Gouy dont M. Pellat avait bien voulu déterminer la force électromotrice.

voit, par exemple, que la force électromotrice maxima de polarisation d'électrodes d'argent dans l'azotate de sodium pur fondu a pour valeur $0^{volt},33$ à 330°; puis elle décroît, n'est plus que $0^{volt},1$ à 440° et tend vers zéro quand la température s'approche de la température de décomposition du sel (470°).

Il y avait lieu de se demander si ce résultat est général et subsiste, d'une part quand on change la nature de l'électrolyte, d'autre part quand on emploie des électrodes formées d'autres métaux non attaqués par le sel fondu.

Si l'on remplace l'azotate de sodium par l'azotate de potassium, l'azotate d'ammonium, le chlorate de potassium, le chlorate de sodium, ou des mélanges de ces sels se décomposant à des températures très variables, on constate encore que la polarisation de l'argent est nulle à la température de décomposition de l'électrolyte employé.

On peut substituer aux fils d'argent des fils d'or ou de fer et recommencer les mêmes expériences; la polarisation n'a pas la même régularité, mais les expériences se font encore aisément. Dans le nitrate de soude, par exemple, la valeur de la polarisation est sensiblement plus forte avec l'or, mais elle baisse quand la température augmente; elle a encore une valeur égale à $0^{volt},2$ à quelques degrés avant la décomposition, puis elle tombe à zéro quand les vapeurs rutilantes apparaissent.

Cette chute est encore plus marquée dans le chlorate de potassium; quelques instants avant de se décomposer en donnant de l'oxygène, ce corps devient le siège d'une légère ébullition; la polarisation des fils d'or est encore voisine de $0^{volt},4$ à ce moment; mais quand les bulles d'oxygène apparaissent, elle tombe brusquement au-dessous de $0^{volt},09$.

On peut conclure de ces expériences que la polarisation des électrodes est nulle à la température de décomposition de l'électrolyte. Il est intéressant de rapprocher ce fait d'une remarque faite par M. Bouty [1] : dans l'acide azotique pur de concentration supérieure à 4 équivalents d'eau, si facilement décomposable, la polarisation d'électrodes de platine est extrêmement faible.

---

[1] *Mémoire du centenaire de la Société Philomathique.*

Il n'est guère possible de donner, dans l'état actuel de nos connaissances sur les phénomènes de polarisation, une interprétation certaine des faits qui viennent d'être résumés. Si l'on admet, toutefois, que le maximum de polarisation est égal ou supérieur à l'équivalent de l'énergie dépensée dans la réaction électrolytique, on serait amené à supposer que l'élévation de température tend à dissocier un sel en séparant les deux ions dont il est formé; si les produits de la décomposition que l'on peut recueillir sont parfois différents, le fait serait attribuable à des actions secondaires, qui, d'ailleurs, se produisent aussi bien dans l'électrolyse. La chaleur, dans cette hypothèse, donnerait naissance à une dissociation identique à celle que produirait une dissolution étendue d'après M. Arrhenius (1).

II. Le contact de deux lames d'un même métal inégalement chaudes avec un liquide développe, on le sait depuis longtemps, une force thermo-électrique (2). Pour déterminer cette force dans le cas d'un électrolyte fondu; j'ai employé la méthode d'opposition de Poggendorf en remplaçant le galvanomètre par un électromètre de M. Lippmann.

L'appareil thermo-électrique est formé de deux petits vases V et V′ en terre poreuse, remplis de l'électrolyte fondu et plongeant dans un bain du même sel. Deux fils d'un même échantillon de métal entourent les réservoirs de deux thermomètres à mercure t et t' gradués jusqu'à 460° et comparés tous deux à un thermomètre étudié dans des expériences antérieures; ces fils plongent chacun dans l'un des vases, et sont reliés par leurs extrémités à l'électromètre. Par un procédé de chauffage convenable on parvient à provoquer entre les deux surfaces de contact du fil et de l'électrolyte des différences de température bien déterminées qui peuvent atteindre 50°. Quand le métal lui même peut fondre dans les conditions de l'expérience, on coule ce métal au fond des deux vases poreux V et V′; au-dessus se trouve le sel, les deux métaux sont réunis à l'électromètre par l'intermédiaire d'un conducteur

(1) *Zeitschrift für Physikalische Chemie,* 1887-1889.

(2) *Voir* pour l'historique de cette question : Bouty, *Journal de Physique,* 2e série, t. IX, p. 230.

de même métal contenu dans un tube de verre ouvert à ses deux extrémités; le métal est liquide à la partie inférieure, solide à la partie supérieure.

Il faut avoir soin, au moment de chaque mesure, d'éteindre le feu; les températures t et t' des deux thermomètres passent ainsi par un maximum et varient lentement; on élimine en outre une assez grave cause d'erreur, due à l'agitation du liquide autour des électrodes, agitation qui pourrait produire une force électromotrice presque comparable à celle que l'on veut mesurer.

Les nombres les plus intéressants et les plus précis sont relatifs à un métal et à un sel de ce métal; on évite dans ce cas les erreurs que feraient commettre, dans d'autres, les phénomènes de polarisation.

Pour faire une expérience, il faut d'abord mesurer la force électromotrice e qui peut exister entre les deux fils à une même température θ et s'assurer que cette force électromotrice ne varie pas sensiblement quand la température θ change, il faut, de plus, que cette force électromotrice ne varie pas pendant la durée des mesures et qu'elle soit très faible. On provoque ensuite une différence entre les températures t et t' des deux fils, et l'on mesure la force électromotrice résultante E. En retranchant e de E, on aura la force thermo-électrique correspondant à la différence de température $t - t'$.

Le Tableau suivant se rapporte à une des séries de mesures effectuées avec de l'argent plongeant dans de l'azotate d'argent fondu.

t°.	t'°.	$t^\circ - t'^\circ$.	E volts $\times 10^5$.	$(E - e) \times 10^5$.	$\frac{E - e}{t - t'} \times 10^5$.
280.....	230	+50	—1350	—1330	27
290.....	247	+43	—1138	—1118	26
300.....	260	+40	—1140	—1120	28
300.....	283	+17	— 489	— 459	29
280.....	290	—10	+ 280	+ 300	28
225... ...	240	—15	+ 415	+ 435	29
200.....	240	—40	+1140	+1160	29
200.	250	—50	+1130	+1150	25
290.....	290	0	— 20	0	»
330.....	330	0	— 20	0	»

L'examen de ce Tableau montre que la force thermo-électrique ε

peut être considérée comme proportionnelle à la différence de température $t - t'$, et indépendante de la valeur absolue des températures.

Dans ce cas, le métal chaud est à l'extérieur le pôle négatif du couple thermo-électrique et, pour une différence de θ°, la valeur de ε est

$$\varepsilon = +0^{\text{volt}},0027\,\theta$$

Les températures sont corrigées et rapportées au thermomètre à air. Il est à remarquer que le nombre ainsi obtenu est presque identique à celui qu'a trouvé M. Bouty dans le cas d'une dissolution concentrée ($+0^{\text{volt}},00024$ pour l'argent dans l'azotate d'argent).

Des mesures analogues effectuées avec le zinc dans le chlorure de zinc fondu donnent pour ε une valeur différente et de signe contraire

$$\varepsilon = -0^{\text{volt}},00013\,\theta,$$

(M. Bouty trouve pour la dissolution concentrée $-0^{\text{volt}},00012$). Pour l'étain fondu au contact avec du chlorure d'étain fondu on a une valeur plus faible

$$\varepsilon = +0^{\text{volt}},000028\,\theta.$$

Si le sel vient à se solidifier dans l'un des vases, on ne constate pas de changement dans la force thermo-électrique; il est également indifférent qu'il se solidifie dans l'autre.

Quand on mélange de l'azotate de sodium avec de l'azotate d'argent, la force thermo-électrique au contact de l'argent varie avec le poids x d'azotate d'argent contenu dans 1^{gr} du mélange, suivant la formule

$$E = \frac{a \times 10^{-5}\ \text{volts}}{b + x}\,\theta, \qquad \text{où} \qquad a = 58,16, \qquad b = 1,154.$$

Dans ce cas, des troubles considérables se produisent lorsque le sel se solidifie dans l'un des vases; ils sont dus à des différences de concentration produites par des inégalités dans la solidification [1].

---

[1] On constate en effet directement l'existence de courants dus à des différences de concentration de l'azotate d'argent dans l'azotate de sodium fondus, baignant deux électrodes d'argent. Le métal qui plonge dans le mélange le plus riche en argent est positif; la force électromotrice augmente avec la différence de concentration et croît avec la température.

III. Deux métaux de nature différente plongés dans un électrolyte porté à une température assez élevée pour devenir bon conducteur forment une pile voltaïque; il m'a paru intéressant de rechercher si ces couples obéissent aux lois établies par la théorie et par l'expérience dans le cas des piles hydro-électriques [1].

Soit une pile qui est le siège d'une réaction chimique dégageant une quantité de chaleur q par équivalent du corps formé dans son intérieur; si toute cette chaleur était employée à produire le courant, la force électromotrice E de la pile pourrait se calculer *a priori,* et elle aurait pour valeur en volts $E = \frac{q}{10000} \times 0,432$, en admettant que 1 coulomb décompose $0,1035 \times 10^{-4}$ de l'équivalent électrochimique d'un corps, exprimé en grammes. Le calcul ainsi dirigé conduit à des résultats souvent en désaccord avec l'expérience, comme l'ont prouvé divers physiciens, Favre et M. Raoult entre autres. La chaleur transformée en énergie électrique n'est donc pas q, mais une quantité tantôt plus grande, tantôt plus petite. Helmholtz le premier a donné l'interprétation complète de ces faits en s'appuyant sur les deux principes de la Thermodynamique. Il trouve que la force électromotrice réelle E_1 n'est pas égale à E mais que l'on a

$$E_1 = E + T\frac{dE_1}{dT}. \tag{1}$$

M. Lippmann, par l'application des mêmes principes, est de son côté arrivé à une relation importante; si l'on désigne par c la chaleur spécifique du système qui constitue la pile, et par m la quantité d'électricité qui la traverse, on a

$$\frac{1}{T}\frac{dc}{dm} = K\frac{d^2E}{dT^2}. \tag{2}$$

Ces deux formules sont-elles encore vraies dans le cas des élec-

---

[1] On a depuis longtemps constitué de tels éléments. Schweigger, Davy et Faraday avaient constaté la production de forces électromotrices dans les sels fondus. A.-C. Becquerel montra le premier que ces piles se comportent d'une façon générale comme les piles ordinaires. *Voir* à ce sujet une Note historique de M. H. Becquerel (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* t. CX, p. 444).

trolytes rendus conducteurs par suite de l'élévation de la température? Il est probable qu'il en est ainsi, mais la chose ne saurait être considérée comme évidente *a priori;* la chaleur joue ici un rôle tout spécial, et l'on pourrait avoir quelques doutes; j'ai pensé que, malgré la difficulté de vérifier numériquement les conséquences de la théorie, il y avait grand intérêt à aborder la question. Les résultats exprimés par les relations (1) et (2) ne s'établissent d'une façon absolument certaine que dans le cas des piles réversibles; indépendamment d'ailleurs des difficultés théoriques, l'emploi de piles non réversibles permettrait assez mal de faire des expériences probantes; il importe en effet d'opérer des mesures sur des éléments absolument impolarisables et possédant, à une température donnée, une force électromotrice parfaitement déterminée.

Pour obtenir de tels éléments, il est nécessaire de prendre deux métaux et deux sels de ces métaux ayant même acide; comme les quatre corps doivent exister à la même température, il est malaisé de trouver un grand nombre de couples pratiquement réalisables.

Le couple zinc solide | chlorure de zinc fondu | chlorure d'étain fondu | étain fondu, répond à la question; la pile ainsi formée est parfaitement constante; on la peut fermer, même en court circuit, pendant un temps assez long sans que sa force électromotrice varie d'une façon appréciable.

Le zinc solide et l'étain fondu obéissent sensiblement à la loi de Dulong et Petit; d'autre part, on peut, d'après les remarques de Person, admettre que la loi de Wœstyn est très voisine de la vérité pour les deux chlorures fondus, de même composition ($ZnCl^2$ et $SnCl^2$), fondant à des températures très voisines, 262° et 250°; on doit donc, d'après le théorème de M. Lippmann, s'attendre à ce que, $\frac{dc}{dm}$ étant presque nul, la force électromotrice de la pile soit ou fonction linéaire de la température, ou indépendante de la température; l'expérience faite avec soin de façon que toute la pile possède à chaque instant une température bien définie prouve qu'entre 275° et 350° la force électromotrice demeure invariablement égale à $0^{volt},355$. Si l'on prend au contraire un élément de pile où l'un des électrolytes change d'état par suite

du passage du courant, $\frac{dc}{dm}$ sera très certainement différent de zéro et E ne pourra plus rester indépendant de la température; ainsi dans l'élément zinc | chlorure de zinc fondu | chlorure d'argent solide | argent, l'expérience montre qu'à 300° la force électromotrice a pour valeur $0^{volt},35$ et à 400°, $0^{volt},39$. Il en est de même des piles où le passage de l'électricité dégage un gaz, comme par exemple dans le couple argent | azotate d'argent | chlorure de zinc | zinc; on observe encore de notables variations avec la température.

La formule d'Helmholtz serait particulièrement intéressante à vérifier, mais les données thermiques font le plus souvent défaut; il y a lieu en outre d'observer que, d'après les remarques de M. Berthelot, la chaleur chimique correspondant à une réaction produite entre deux corps amenés à l'état liquide peut elle-même varier notablement avec la température. On ne peut pas déterminer directement cette chaleur correspondant à la réaction entre corps fondus; mais en considérant, comme le fait M. Berthelot, des cycles d'opération fermés, on la peut calculer en fonction des chaleurs spécifiques, des chaleurs latentes et de la chaleur de la réaction, déterminée en supposant les éléments solides.

La quantité de chaleur Q de substitution de 1 équivalent de zinc à 1 équivalent d'étain, les deux sels étant supposés solides, est, d'après M. Thomsen, 8400^{cal}. Ces chlorures sont assez bons conducteurs même à l'état solide vers 220°, pour que l'on puisse aisément mesurer la force électromotrice de la pile entièrement solidifiée; on trouve ainsi comme moyenne de plusieurs expériences $0^{volt},39$. La force électromotrice calculée en supposant la chaleur chimique égale à la chaleur voltaïque est $0^{volt},363$. Quand les deux sels sont liquéfiés, la chaleur de substitution n'est plus Q, mais prend une nouvelle valeur Q'; on voit facilement que l'on doit avoir

$$Q' = Q - A,$$

A étant une quantité positive de l'ordre du dixième de Q; la force électromotrice de la pile à l'état liquide doit donc être légèrement plus faible qu'à l'état solide; nous avons vu quelle est, en général, égale à $0^{volt},355$.

Ainsi, dans la limite de précision qu'il est possible d'atteindre,

la théorie d'Helmholtz conduit ici à des résultats conformes à la réalité, puisque pour cette pile dont la force électromotrice est indépendante de la température, la chaleur voltaïque est très voisine de la chaleur chimique.

On ne connaît pas encore d'une façon bien certaine la relation qui lie la différence entre ces deux chaleurs et la somme des effets Peltier dans la pile (1); il n'est pas inutile, néanmoins, d'observer que, dans le cas actuel où cette différence est nulle, les effets Peltier, calculés par la formule de Sir W. Thomson,

$$P = \frac{T}{J}\frac{dE}{dt},$$

au moyen des valeurs des forces thermo-électriques correspondantes E déterminées plus haut, ont une très faible valeur.

Cette étude prouve, en résumé, qu'il n'y a aucune différence essentielle entre les électrolytes rendus conducteurs ou bien par l'élévation de la température, ou bien par la dissolution; quel que soit le procédé employé pour écarter les molécules, ou, si l'on veut, pour mettre en liberté un certain nombre d'ions, les propriétés apparaissent identiques et se développent parallèlement; l'absence de dissolvant permet toutefois, dans le premier cas, d'arriver à une plus grande simplicité, dans l'étude de la polarisation, par exemple.

Recherches sur les courants actino-électriques;

Par M. A. Stoletow.

Dès le commencement de mes études actino-électriques, j'avais fait, il y a deux ans, quelques expériences préliminaires sur les décharges de mon *condensateur à réseau* dans les gaz raréfiés (2).

L'appareil que j'ai construit à cet effet est une boîte cylindrique en verre verni (46^{mm} de hauteur et 87^{mm} de diamètre extérieur);

---

(1) *Voir* sur ces questions : Duhem, *Potentiel thermodynamique* et *Annales de Chimie et de Physique,* 6e série, t. XII; 1887.

(2) *Comptes rendus des seances de l'Académie des Sciences,* t. CVII, p. 91; 1888.

elle est fermée d'un côté par une plaque de quartz (diamètre, 69^{mm}; épaisseur, 5^{mm}), de l'autre par une pièce de métal, dans laquelle tourne une vis micrométrique ($0^{mm},36$ au pas) à tambour divisé. Un disque en laiton argenté se trouve à l'intérieur de la boîte; poussé par la vis, il se meut en restant parallèle à lui-même et à la surface du quartz, et constitue l'armature négative du condensateur. La surface intérieure du quartz est argentée et rayée à la manière d'un réseau de diffraction (dix traits par millimètre) : c'est l'armature positive.

Occupé pour longtemps à étudier les détails du phénomène dans l'air à pression ordinaire, ce n'est que tout récemment que j'ai pu reprendre l'étude de l'air raréfié sec. La boîte était reliée à une trompe de Sprengel, modifiée par mon préparateur M. Oussaguine, de manière à fonctionner très vite avec peu de mercure ([1]), et munie d'une jauge de Mac Leod. A cause des soudures et de la vis dans la boîte, la raréfaction ne pouvait être poussée que jusqu'à $0^{mm},005$, quelquefois jusqu'à $0^{mm},002$ ($0^{atm},0000027$). Pour éliminer l'influence des changements continuels de l'arc voltaïque, une autre boîte de même genre (disque et toile en platine, à distance invariable de 3^{mm}, dans l'air sec à 1^{mm} de pression, chargés par une pile de 60 à 100 clarks) était montée à côté du condensateur principal et servait de *contrôle simultané* ([2]). Deux galvanomètres, de même période et de même amortissement, étaient reliés à ces deux condensateurs, de manière à présenter deux circuits actino-électriques, éclairés par le même faisceau de rayons, et l'on réduisait les élongations du galvanomètre principal d'après les indications simultanées du galvanomètre de contrôle.

En variant les conditions du condensateur principal (force électromotrice E, distance des armatures l, pression de l'air p), j'arrive aux résultats suivants :

1. Lorsqu'on diminue la pression sans changer autre chose, le courant actino-électrique i croît, d'abord très lentement, puis de

---

([1]) Une description de cet appareil va être publiée dans le *Journal de la Société Physico-Chimique russe.*

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CVIII, p. 1241; 1889.

plus en plus vite, atteint son maximum à une pression déterminée (que je nommerai *pression critique*), et diminue ensuite, pour s'approcher d'une limite finie [1]. La courbe $i = \varphi(p)$, qui donne l'intensité du courant en fonction de la pression, change de forme, quand on fait varier E ou l, et il y a des cas où elle semble perdre son maximum (*voir* plus bas).

2. On sait que, dans l'air à pression ordinaire, l'intensité du courant croît en général plus lentement que la force électromotrice; en augmentant cette dernière, on s'approche peu à peu d'une sorte de saturation [2]. Ce n'est plus le cas pour des pressions intermédiaires, surtout dans les régions des pressions critiques.

Mais la *saturation* se fait voir de nouveau, et elle devient encore plus rapide et plus marquée quand on passe aux raréfactions considérables; les ordonnées de toutes les courbes $i = \varphi(p)$, que l'on obtient en faisant varier E et l, convergent vers la même limite, à mesure que p tend vers zéro. Un coup d'œil sur le diagramme ci-joint, tracé pour $l = 0^{mm},83$, fera voir ces relations; pour compléter le diagramme, je vais ajouter quelques nombres relatifs à ce cas ($l = 0^{mm},83$).

E (clark).	i.
1	11,1 14,2
5	15,8 21,7
20	21,5 23,3
60	22,9 23,2
100	23,3 23,2

Le premier des nombres de chaque accolade se rapporte à $p = 0^{mm},02$, le second à $p = 0^{mm},002$.

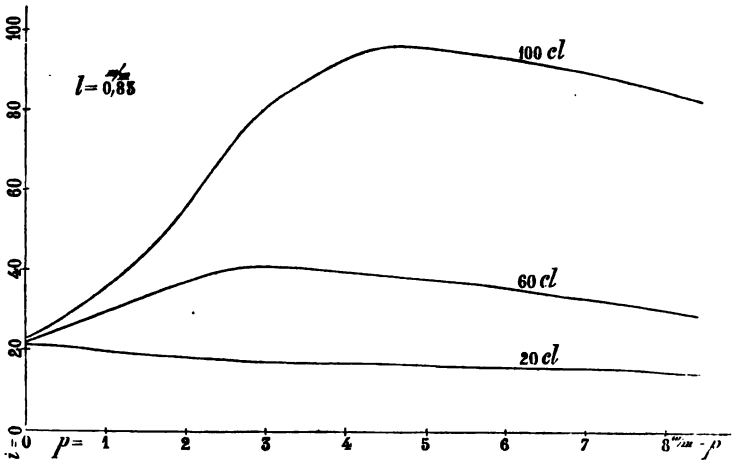
---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CVII, p. 91; 1888.

[2] *Ibid.*, t CVI, 1149; 1888, et CVIII, p. 1241; 1889.

On voit que, pour $p = 0^{mm},002$, i devient pratiquement constant à partir de $E = 20$ clarks; avec 100 clarks on n'obtient pas de différence sensible si l'on pousse la raréfaction de $0^{mm},02$ à $0^{mm},002$ (¹).

Fig. 1.



3. Dans une Note antérieure (²), j'ai fait voir que, dans l'air à pression ordinaire, le courant est une *fonction de la charge électrique* du condensateur, c'est-à-dire $i = f\left(\frac{E}{l}\right)$. Cette loi reste sensiblement exacte tant que la pression est considérable, mais se trouve de plus en plus en défaut à mesure que l'air devient plus raréfié. Par exemple, avec la même valeur de $\frac{E}{l}$, je trouve :

p.	165 cl.; $1^{mm},08$.	100 cl.; $0^{mm},655$.	60 cl.; $0^{mm},393$	40 cl.; $0^{mm},262$.
750.....	$i =$ 7,62	7,41	7,39	7,33
246.....	12,64	12,20	11,50	11,45
69.....	18,37	17,99	17,82	16,76
33.....	37,8	26,8	22,6	20,8
7,7...	491	112,7	48,2	32,7
1,0...	64,5	39,9	31,6	28,7

(¹) Les valeurs de i sont évaluées en divisions du galvanomètre, l'élongation du galvanomètre-contrôle étant posée égale à 100. Les nombres donnés dans les différentes séries qui suivent ne sont pas directement comparables entre eux : chaque série doit être considérée à part.

(²) *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences*, t. CVIII, p. 1241; 1889.

On voit que le rapprochement des armatures ne compense point la diminution de la force électromotrice, bien que la charge soit rendue la même. Les différences entre les nombres qui figurent dans une même ligne horizontale deviennent d'autant plus marquées que l'on s'approche davantage de la pression critique (laquelle est cette fois près de 6^{mm}).

4. Bien que la valeur de la charge, c'est-à-dire $\frac{E}{l}$, ne suffise point à elle seule pour déterminer la courbe $i = \varphi(p)$, elle suffit pour faire connaître la position de l'ordonnée maxima, c'est-à-dire la pression critique p_m. Une loi remarquable et simple relie les deux quantités p_m et $\frac{E}{l}$.

La pression critique est proportionnelle à la charge du condensateur; autrement dit, $\frac{p_m l}{E} = \text{const}$.

J'ai vérifié cette loi entre d'assez larges limites (40 à 165 clarks, $0^{mm},25$ à $3^{mm},7$), comme le montre la Table suivante :

E (cl.).	$l^{(mm)}$.	$p_m^{(mm)}$.	$\frac{p_m l}{E} \times 10^4$.
165	0,25	25,3	383
165	0,47	13,5	384
65	0,47	5,3	383
100	0,83	4,7	389
65	0,83	3,0	383
60	0,83	2,8	386
65	1,91	1,3	382
65	3,71	0,67	382
40	3,60	0,43	387

Il faut ajouter que l'aspect des courbes $i = \varphi(p)$, obtenues dans les mêmes conditions par rapport à E et l, éprouvait avec le temps des changements assez considérables (sans doute, par suite de la *fatigue* inégale des deux condensateurs) [1]; néanmoins, la position du maximum (c'est-à-dire la valeur de p_m) restait bien fixe et pouvait être prédite d'avance d'après la valeur de $\frac{E}{l}$.

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CVIII, p. 1241; 1889.

5. Toutefois, si la charge est assez petite, la courbe $i = \varphi(p)$, n'a pas de maximum : on ne trouve donc aucune pression critique, et la courbe monte continuellement avec la raréfaction, pour aboutir à la même limite, vers laquelle convergent, en descendant, les courbes à maxima.

Pour faire voir la disposition des courbes $i = \varphi(p)$ dans la région des maxima, je donne un diagramme obtenu pour $l = 0^{mm},83$ et pour E = 100, 60 et 20 clarks; la courbe de 20 clarks n'a pas de maximum.

Pour donner une idée de la fonction $i = \varphi(p)$ dans toute l'échelle des pressions, je donnerai ici une série d'observations faites avec E = 65 clarks et $l = 3^{mm},71$.

$p^{(mm)}$.	i.	$p^{(mm)}$.	i.
754.....	8,46	0,64.....	108,2
152.....	13,6	0,52.....	102,4
21.....	26,4	0,275.....	82,6
8,8.....	32,2	0,105.....	65,8
3,3.....	48,9	0,0147.....	53,8
2,48.....	74,7	0,0047.....	50,7
1,01.....	106,8	0,0031.....	49,5

La loi (4), qui détermine la pression critique, paraît démontrer que l'air prend une part directe dans la convection actinoélectrique; on concevrait difficilement qu'une relation si simple pût exister, s'il en était autrement. D'autre part, l'existence d'une limite fixe et finie, vers laquelle converge le courant à mesure que p tend vers zéro, suggère l'idée qu'il y a d'autres causes qui contribuent à cette convection. Telles pourraient être d'abord la présence des vapeurs de mercure, et puis cette pulvérisation actinique des armatures, qui est rendue probable par les expériences de MM. Lenard et Wolf.

J'espère compléter ces recherches, en étudiant quelques autres gaz et vapeurs.

Sur l'aimantation transversale des conducteurs magnétiques (1);

PAR M. PAUL JANET.

(Séance du 2 mai 1890.)

INTRODUCTION.

Lorsqu'un système de courants électriques circule dans des conducteurs à trois dimensions, ces courants créent à l'extérieur des conducteurs un champ magnétique : c'est là le phénomène fondamental de l'électromagnétisme.

Ce champ magnétique jouit exactement des mêmes propriétés que s'il était dû à un système d'aimants fixes convenablement distribués : en particulier, et cette propriété résume toutes les autres, la force en chaque point dérive d'un potentiel; ses composantes sont respectivement égales aux dérivées partielles, changées de signe, d'une même fonction des coordonnées.

Il en est tout autrement à l'intérieur des conducteurs : là aussi règne un champ magnétique; en chaque point la force magnétique est bien définie en grandeur et en direction; mais ici il est impossible de trouver une distribution d'aimants fixes équivalente aux courants; en d'autres termes, la force en chaque point ne dérive plus d'un potentiel.

Nous désignerons, pour abréger, ces champs magnétiques de seconde espèce sous le nom de *champs magnétiques non conservatifs*.

C'est l'aimantation des corps magnétiques sous l'influence de ces champs non conservatifs que nous nous proposons d'étudier; en d'autres termes, c'est l'aimantation produite par des courants circulant en tout ou en partie dans la substance à aimanter. Nous la désignerons sous le nom d'*aimantation transversale,* rappelant

---

(1) Ce travail est le résumé d'un Mémoire plus étendu que l'on trouvera dans les *Annales de l'enseignement supérieur de Grenoble,* t. II, p. 1; 1890. *Voir* aussi *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. CV, CVI, CVIII, CX; *Journal de Physique,* 2e série, t. IX.

ainsi que, dans un cas particulier important, celui d'un cylindre parcouru par un courant dans le sens de sa longueur, l'aimantation produite est normale au courant, c'est-à-dire *transversale*. Nous diviserons ce travail en deux Parties : la première théorique, la seconde expérimentale.

PREMIÈRE PARTIE.

I. *Théorèmes généraux.* — On sait de quel secours est le théorème de la conservation du flux d'induction dans l'étude de l'aimantation induite de première espèce. Nous chercherons donc, en premier lieu, si ce théorème s'applique aux régions intérieures aux conducteurs magnétiques. En ces points, l'induction magnétique totale peut être considérée comme la somme (géométrique) de l'induction due aux aimants (permanents ou non) et de la force électromagnétique (α, β, γ) due uniquement aux courants.

Or on sait que le flux de la première se conserve dans tout l'espace; je démontre de plus que le flux de la seconde se conserve dans tout l'espace, y compris l'intérieur des conducteurs.

Le flux des deux vecteurs dont la somme compose l'induction magnétique totale se conservant dans tout l'espace, il en est de même de cette dernière. Nous arrivons ainsi à ce théorème :

Le flux d'induction se conserve dans tout l'espace, y compris les conducteurs, magnétiques ou non, parcourus par des courants quelconques.

Sous cette forme, le théorème de la conservation du flux d'induction nous apparaît comme le plus général de l'électromagnétisme.

II. *Équations générales de l'aimantation transversale induite.* — Nous pouvons, comme dans le cas de l'aimantation induite de première espèce, aborder le problème par deux voies différentes : ou bien chercher une fonction satisfaisant à certaines équations aux dérivées partielles avec certaines conditions limites, ou bien chercher une fonction satisfaisant à une certaine équation intégrale (équation dans laquelle la fonction inconnue figure sous un signe d'intégration).

Dans ce qui suivra, nous supposerons, à moins de mention contraire, le coefficient d'aimantation k constant. Soient A, B, C les composantes de l'intensité d'aimantation en un point; Ω le potentiel du magnétisme induit.

Première méthode. — Exprimons le théorème de la conservation du flux d'induction.

1° *Condition solénoïdale générale*

$$\mu \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha - \frac{\partial \Omega}{\partial x}\right) + \mu \frac{\partial}{\partial y}\left(\beta - \frac{\partial \Omega}{\partial y}\right) + \mu \frac{\partial}{\partial z}\left(\gamma - \frac{\partial \Omega}{\partial z}\right) = 0,$$

ce qui se réduit à

$$\Delta \Omega = 0, \tag{1}$$

aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la substance magnétique.

2° *Condition solénoïdale à la surface.* — Soient F_n, F_{n_1} les composantes de la force non conservatrice donnée suivant les demi-normales intérieure et extérieure; on a, en supposant, pour plus de généralité que, le milieu extérieur a un coefficient d'induction μ_1,

$$\mu\left(F_n - \frac{d\Omega}{dn}\right) + \mu_1\left(F_{n_1} - \frac{d\Omega}{dn_1}\right) = 0. \tag{2}$$

L'équation aux dérivées partielles (1) et l'équation limite (2) déterminent la fonction Ω.

La seule différence avec les équations de l'aimantation induite de première espèce est que les fonctions F_n, F_{n_1} ne sont pas ici des dérivées exactes d'un potentiel inducteur.

Deuxième méthode : *Lemme. — Le magnétisme transversal induit est purement superficiel.*

Cela résulte immédiatement de l'équation (1). C'est la généralisation du théorème bien connu dans le cas de l'aimantation induite de première espèce [1].

---

[1] Au contraire, l'aimantation transversale induite n'est jamais lamellaire simple, comme l'aimantation de première espèce.

On a donc, en appelant σ la densité superficielle,

$$(3) \qquad \Omega = \int \frac{\sigma}{r} dS = k \int \frac{1}{r} \frac{d\Omega}{dn} ds - k \int \frac{1}{r} F_n dS.$$

Cette équation, où la fonction inconnue Ω figure sous un signe d'intégration, détermine cette fonction.

Il est un cas particulier important, où l'on connaît immédiatement une solution de l'équation (3). C'est celui où F_n est nul en tous les points de la surface du corps magnétique. Alors $\Omega = 0$, et il n'y a pas de magnétisme superficiel libre; tous les filets solénoïdaux sont fermés sur eux-mêmes. Pour cela, il faut et il suffit que la surface du corps puisse être considérée comme engendrée par le mouvement continu d'une ligne de force. Par exemple, dans le cas d'un cylindre de révolution parcouru par un courant homogène dans le sens de sa longueur, tout corps magnétique de révolution autour de l'axe sera sans action extérieure apparente; il en sera encore ainsi évidemment lorsque le cylindre entier sera formé d'une substance magnétique.

Si nous avons affaire à un cylindre elliptique, les lignes de forces sont des ellipses semblables, ayant mêmes directions d'axes que le cylindre, et dont l'équation est

$$bx^2 + az^2 = \text{const.}$$

Toute surface engendrée par ces ellipses jouira encore des mêmes propriétés; mais ici on voit que le cylindre lui-même ne fait pas partie de ces surfaces; nous sommes donc amenés dès maintenant, par ce raisonnement très simple, à prévoir que le cylindre elliptique aimanté transversalement, présentera une densité superficielle apparente (*voir* plus bas).

III. *Application aux cylindres en général.* — Imaginons un cylindre homogène indéfini, de section quelconque, entièrement formé d'un métal magnétique et cherchons ce que deviennent, dans ce cas facilement réalisable, les équations générales.

La force α, β, γ est alors égale et perpendiculaire à celle qui serait exercée sur l'unité de masse matérielle par le cylindre, si ce cylindre était formé d'une matière homogène, de densité w, agissant suivant la loi de Newton. On est donc ramené en tout cas à calculer l'action attractive d'un cylindre matériel.

Supposons donc F_n connu. Nous avons à calculer l'intégrale

$$J = \int \frac{1}{r} F_n \, dS.$$

Par une transformation facile, cette intégrale superficielle se ramène à l'intégrale linéaire

$$(4) \qquad J = -2 \int \log r \, F_n \, ds,$$

ds désignant un élément d'arc de la section droite.

L'intégrale J étant connue, on calculera Ω soit par la méthode de C. Neumann, soit par toute autre.

Il sera bon, pour avoir une idée complète de la distribution magnétique, de déterminer les lignes d'aimantation qui, évidemment, seront planes et situées dans des plans de section droite. Soit Ψ la fonction conjuguée de Ω, définie par l'équation

$$d\Psi = \frac{\partial \Omega}{\partial y} dx - \frac{\partial \Omega}{\partial x} dy,$$

et que, par suite, on obtient par une simple quadrature; l'équation des lignes d'aimantation est

$$(5) \qquad H = \Psi + C,$$

C étant une constante arbitraire.

IV. *Application au cylindre elliptique.* — Soit un cylindre de demi-axes a et b.

La méthode générale s'applique et donne

$$\Omega = -\frac{1}{a+b} \frac{16\pi^2(a-b)abk}{(a^2+b^2)(1+4\pi k)+2ab} xy,$$

$$A = \frac{4\pi k a[a(1+4\pi k)+b]}{(a^2+b^2)(1+4\pi k)+2ab},$$

$$B = -\frac{4\pi k b[b(1+4\pi k)+a]}{(a^2+b^2)(1+4\pi k)+2ab},$$

$$= -\frac{4\pi k abc^2}{(a^2+b^2)(1+4\pi k)+2ab} \frac{\sin\theta\cos\theta}{\sqrt{a^2\sin^2\theta+b^2\cos^2\theta}}.$$

La discussion de cette dernière expression conduit au théorème suivant :

Théorème. — *La densité superficielle du magnétisme libre en*

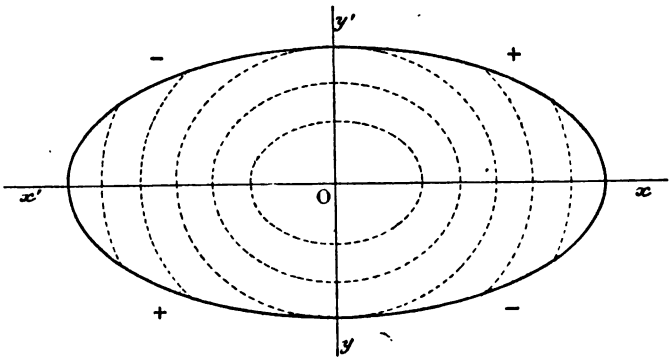
un point de la surface d'un cylindre elliptique aimanté transversalement est égale à la densité qu'aurait en ce point une couche d'électricité négative en équilibre multipliée par le produit des coordonnées de ce point.

Il en résulte que la densité est nulle aux quatre sommets de l'ellipse; elle est négative dans l'angle xOy et son opposé; positive dans l'angle $x'Oy$ et son opposé. Ainsi le cylindre est partagé en quatre régions alternativement positives et négatives séparées aux sommets par des lignes neutres de densité nulle. L'observateur d'Ampère placé dans l'axe du cylindre et regardant dans la direction du grand axe d'une section droite voit en face et à gauche les régions australes.

L'équation des lignes d'aimantation s'obtient en appliquant l'équation (5).

Ce sont des ellipses moins aplaties que la section droite du cylindre (*fig.* 1).

Fig. 1.



V. *Application au tube cylindrique à sections elliptiques homofocales.* — Dans ce cas plus compliqué, les intégrations peuvent encore s'effectuer (*voir* le Mémoire original).

SECONDE PARTIE [1].

I. *Aimantation transversale du cylindre circulaire et du cylindre elliptique.* — Nous avons étudié, dans la première Partie, les lois théoriques qui régissent la distribution de l'aimantation transversale dans un conducteur magnétique sous l'influence de courants quelconques. Nous allons maintenant examiner si dans certains cas particuliers, possibles à réaliser, l'expérience confirme les résultats de la théorie.

Nous considérerons d'abord le cas simple du cylindre circulaire; nous savons que, dans ce cas, les lignes d'aimantation sont des cercles concentriques au cylindre, et que par suite la densité superficielle est partout nulle : une telle aimantation n'a pas d'action extérieure.

Quelques conséquences indirectes de cette distribution ont déjà été signalées par plusieurs observateurs.

Mais, dans aucune de ces observations, l'aimantation transversale n'a été mise en évidence par une expérience directe et simple : c'est une telle expérience que nous avons cherché à réaliser tout d'abord; voici comment on peut y parvenir.

Un cylindre d'acier d'environ 30^{cm} de longueur et $1^{cm},5$ de diamètre est séparé en deux parties par un plan diamétral, et les parties planes sont rodées avec soin de manière à pouvoir s'appliquer exactement l'une contre l'autre. Si dans ce cylindre on fait passer pendant quelques secondes un courant suffisamment intense, il acquiert une aimantation transversale permanente qu'il est facile de mettre un évidence en séparant, après la rupture du courant, les deux parties du cylindre Alors chaque filet solénoïdal élémentaire est brisé et il se forme, sur chaque plan diamétral, deux lignes polaires parallèles à l'axe du cylindre. Ces lignes peuvent être révélées, de la manière ordinaire, à l'aide d'un spectre magnétique. La *fig.* 2 est la reproduction directe de la photographie de ce spectre [2]. On vérifie d'abord sans peine

---

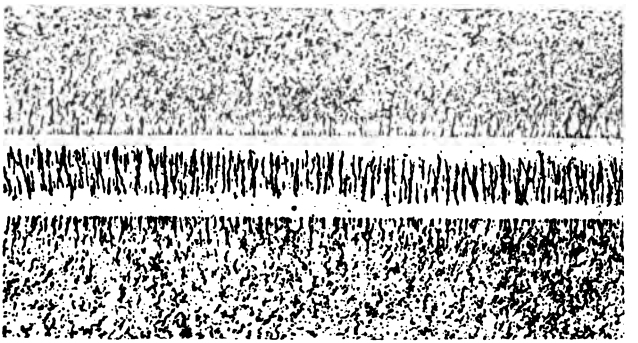
[1] La partie expérimentale de ce travail a été faite au laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Grenoble.

[2] M. Decharme a observé récemment des particularités curieuses et peu expliquées dans la formation de ces spectres. *Voir* la *Lumière électrique.*

qu'une aiguille aimantée, approchée de l'un de ces aimants, se met en croix avec lui dans le sens prévu par la théorie, et que si on le suspend à un faisceau de fils sans torsion, il se dirige de l'est à l'ouest.

J'arrive maintenant au cas plus compliqué du cylindre elliptique qui, à ma connaissance, n'a jamais été abordé par l'expérience. Nous avons reconnu : 1° que, dans ce cas, l'aimantation transversale doit présenter une densité superficielle différente de zéro; 2° que le cylindre est partagé en quatre quadrants, alternativement positifs et négatifs, et que l'observateur d'Ampère placé dans l'axe du cylindre et regardant le grand axe de l'ellipse voit à gauche et en face les parties australes.

Fig. 2.



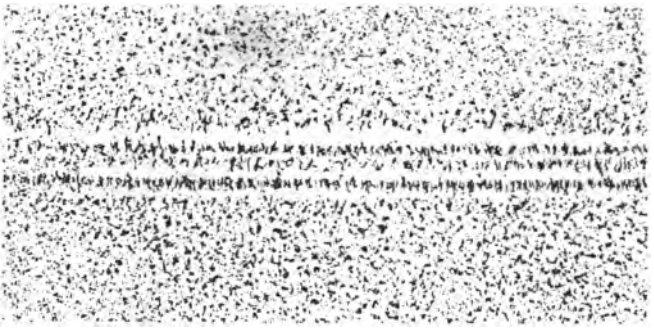
Toutes ces conséquences devront évidemment, au moins au point de vue qualitatif, se vérifier pour l'aimantation résiduelle, et c'est encore à elle que nous nous adresserons pour obtenir cette vérification.

Le cylindre employé était en acier; il avait environ 50^{cm} de long; le grand axe de l'ellipse était de $0^{cm},9$, le petit de $0^{cm},6$. Il avait été obtenu par l'étirage d'une tige circulaire à travers une filière elliptique.

Dans ce cylindre, j'ai fait passer un courant d'environ 200 ampères fourni par une batterie de douze accumulateurs Julien réunis en quantité. On reconnaît aisément que, après le passage du courant, le cylindre présente une aimantation transversale sensible;

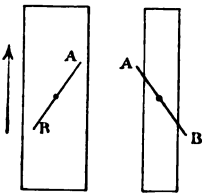
on peut former un spectre magnétique (*fig.* 3) sans avoir recours à aucun artifice; il y a donc, conformément à la théorie, une densité superficielle apparente.

Fig. 3.



Pour reconnaître le signe des lignes polaires, il suffit, après avoir placé la tige dans le méridien magnétique, d'en approcher une petite aiguille aimantée. On trouve alors que cette aiguille tend à se mettre en croix avec la tige. Le sens de la déviation est indiqué par la *fig.* 4 dans laquelle la flèche indique le sens du courant primitif;

Fig. 4.



on reconnaît aisément que cette déviation change de signe suivant qu'on présente l'aiguille au-dessus du grand ou du petit axe. Tous ces résultats sont de tout point conformes à la théorie. On doit remarquer que rien ne permettait de les prévoir *a priori,* car les lignes d'aimantation auraient pu aussi bien être des ellipses plus allongées que la section du cylindre, ce qui eût renversé tous les résultats.

Ainsi dans deux cas particuliers, dont l'un assez compliqué, l'expérience vérifie entièrement les données qualitatives de la théorie. Reste à soumettre cette théorie à des vérifications numé-

riques. Les expériences qui vont suivre peuvent être considérées soit comme une vérification de ce genre, soit comme une méthode nouvelle propre à étudier le coefficient d'aimantation du fer dans le cas de forces magnétiques très faibles.

II. *Application de l'aimantation transversale d'un tube cylindrique à l'étude du coefficient d'aimantation du fer.* — La méthode consiste essentiellement [1] à mesurer, à l'aide d'une décharge induite, le flux d'induction transversale qui traverse un demi-plan diamétral d'un tube cylindrique en fer.

Dans l'axe d'un tube, de longueur l, passe un fil isolé qui se ferme à l'extérieur sur un galvanomètre balistique. Lorsqu'on lance un courant d'intensité I dans le tube, le galvanomètre subit une impulsion α. On établit une formule empirique entre I et α :

$$\alpha = \sum_{n=1}^{n=p} C_n I^n.$$

Cela posé, soit θ l'impulsion produite par une quantité d'électricité connue Q_1, ρ la résistance du circuit induit, $B_1, B_2, \ldots, B_n$ des coefficients dépendant des dimensions géométriques du tube, A_n des coefficients donnés par la formule

$$A_n = \frac{\rho Q_1}{l\theta} \frac{C_{n+1}}{B_{n+1}}. \tag{2}$$

Le coefficient de perméabilité μ est donné, en fonction de la force magnétisante, par la formule

$$\mu = \sum_{n=0}^{n=\infty} A_n f_n.$$

III. *Description et calcul des expériences : 1. Choix et disposition des tubes de fer.* — Voir le Mémoire original.

IV. *Résultats des mesures.* — Les premières mesures ont porté sur le tube n° 1 non recuit; le coefficient d'aimantation d'un

---

[1] *Comptes rendus des seances de l'Académie des Sciences*, t. CVI, p. 200.

fil de Suède non recuit pour des forces magnétiques très faibles a été déterminé récemment par Lord Rayleigh [1] par une méthode toute différente de celle qui a été employée dans ce travail; il y avait donc intérêt à comparer ses résultats aux nôtres.

L'emploi de la méthode précédemment exposée a conduit aux formules

$$\mu = 80,15 + 48,9f,$$
$$k = 6,3 + 3,9f,$$

pour représenter la perméabilité et la susceptibilité du tube n° 1 dans les limites où ces quantités peuvent être considérées comme des fonctions linéaires de la force magnétisante. La force maximum (correspondant à la périphérie du cylindre) employée dans les expériences précédentes a été de 0,425; la force minimum, dans les mêmes conditions, de 0,080.

Il résulte de ces formules que la valeur limite de k pour une force infiniment faible n'est pas nulle, mais est égale à 6,3. Ce résultat est intéressant. Il concorde en effet entièrement avec celui qu'a énoncé Lord Rayleigh. Les expériences de l'éminent physicien avaient été entreprises précisément pour décider la question de savoir si le coefficient d'aimantation du fer tendait vers zéro ou vers une valeur finie lorsque la force magnétisante tendait vers zéro, question qui restait discutée jusqu'à ces dernières années. Lord Rayleigh a conclu de ses expériences que la valeur limite était finie et a donné le nombre 6,4 pour un fer de Suède non recuit; on voit que, en nous plaçant dans des conditions tout à fait différentes, mais avec un échantillon de fer analogue, nous retrouvons la même valeur. Lord Rayleigh a donné comme coefficient de variation le nombre 5,12, qui est sensiblement plus fort que le nôtre, sans cependant s'en écarter beaucoup. Il est probable que, d'une manière générale, la méthode de l'aimantation transversale donne un coefficient de variation trop faible. Ce fait paraît être dû, comme M. Bouty a bien voulu me le faire remarquer, à l'influence du magnétisme terrestre sur les mesures.

La même série d'expériences a été reprise successivement sur les trois tubes soigneusement recuits au rouge sombre dans la

---

[1] *Phil. Mag.*, t. XXIII, p. 225; 1887.

paille de fer. Je me borne à rapporter les résultats :

Tube n° 1, recuit.....	$\mu = 186,4 + 277f + 1240f^2$
Tube n° 2, recuit.....	$\mu = 171,2 + 66,2f$
Tube n° 3, recuit.....	$\mu = 163,4 + 37,6f$

Les mêmes mesures, reprises par la méthode classique de l'aimantation longitudinale, ont donné des résultats sensiblement concordants.

Conclusion. — Nous nous sommes proposé, dans ce travail, d'étudier d'une manière générale l'aimantation des corps magnétiques sous l'influence de forces ne dérivant pas d'un potentiel : ces forces sont celles qui existent à l'intérieur d'un conducteur parcouru par un courant. Après avoir étendu à l'intérieur des conducteurs magnétiques le théorème de la conservation du flux d'induction, ce qui fait de ce théorème l'un des résultats les plus généraux de l'électromagnétisme, nous avons donné les équations générales de l'aimantation transversale induite dans le cas d'un coefficient d'aimantation constant, et nous avons montré que la belle méthode de C. Neumann peut s'appliquer à ces équations; nous avons étudié, en passant, comment on pourrait mettre le problème en équation dans le cas d'un coefficient d'aimantation variable avec la force magnétisante. Revenant à un coefficient constant, nous avons traité le cas d'un cylindre quelconque parcouru dans le sens de sa longueur par un courant uniforme : c'est celui qui se présente le plus naturellement dans la pratique; nous avons montré que, dans ce cas, la recherche des lignes d'aimantation se ramène à une quadrature. Abordant ensuite le cas plus particulier et facilement réalisable du cylindre à section elliptique, nous avons pu pousser les intégrations jusqu'au bout et les résultats auxquels nous sommes arrivés nous ont indiqué des résultats non prévus *a priori,* et vérifiables par l'expérience. Ces conséquences, au point de vue qualitatif, ont été vérifiées avec la plus grande netteté sur des tiges d'acier à section elliptique. D'autre part, un artifice particulier a pu nous révéler directement l'aimantation transversale d'un cylindre circulaire, aimantation qui, on le sait, n'a pas d'action extérieure. Pour obtenir des vérifications numériques de la théorie, nous avons étudié la distribution de

l'aimantation transversale dans un tube cylindrique à sections circulaires, mais sans supposer ici le coefficient d'aimantation constant, et nous avons établi qu'on pouvait faire servir cette aimantation à mesurer ce coefficient par une méthode d'induction mutuelle. Ces mesures ont été faites sur quatre échantillons différents, puis reprises sur les mêmes échantillons par les méthodes classiques, et les résultats obtenus ont été sensiblement concordants.

SÉANCE DU 21 NOVEMBRE 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 18 juillet est lu et adopté.

M. le Président annonce à la Société la perte douloureuse qu'elle vient de faire en la personne de M. *Coulier*, membre du Comité de santé des armées, ancien professeur au Val-de-Grâce. M. Coulier avait été l'un des fondateurs de la *Société de Physique* et membre du conseil.

M. le Président annonce ensuite le don de la médaille que les admirateurs de Hirn ont fait frapper. M. le Président a remercié le Comité au nom de la Société.

M. le Secrétaire général signale l'envoi d'une Note de M. le comte L. Hugo : *Sur les décimales de* π.

M. Abraham rend compte des expériences qu'il a entreprises avec M. Chassagny sur les couples thermo-électriques.

Les auteurs mesurent les forces électromotrices des couples en leur opposant une force électromotrice égale, obtenue par une double dérivation prise sur le circuit d'un élément Gouy fermé sur 10000^{ω}. L'équilibre s'observe avec un galvanomètre Thomson à faible résistance, très sensible.

Les déterminations se font avec une précision de $\frac{1}{10000}$, à condition que les diverses parties du circuit soient isolées électriquement d'une façon absolue.

Le contrôle des mesures se fait par la rigoureuse vérification de la loi des métaux intermédiaires.

Les auteurs ont trouvé que les couples formés de fils fins, voisins dans les mêmes bobines, sont des instruments très comparables et susceptibles de fournir de bons étalons de force électromotrice.

En comparant leur pile Gouy à quatre étalons Latimer Clark pour la

valeur moyenne desquels ils ont adopté 1°,435 à 15°, ils ont trouvé $0^{v},00109325$ pour la force électromotrice entre 0° et 100° d'une série de leurs couples fer-cuivre. Ils se sont servis de ces couples comme étalons dans la suite de leurs recherches.

MM. Chassagny et Abraham ont rapporté les forces électromotrices de ces couples aux températures du thermomètre à hydrogène.

L'une des soudures étant à 0°, la variation de la force électromotrice avec la température de l'autre soudure ne peut se représenter par une formule parabolique à deux termes avec une approximation de plus de $\frac{1}{200}$.

La formule qui représente le mieux les résultats, quoique d'une façon insuffisante encore, est du type

$$x = \frac{at + bt^2 + ct^3}{t + 273},$$

où

$$a = \overset{-3}{10}.3,56604,$$

$$b = \overset{-6}{10}.8,3827,$$

$$c = -\overset{-8}{10}.3,265,$$

La détermination des températures avec cette formule donne le $\frac{1}{50}$ de degré dans tout l'intervalle 0°-100°.

Les auteurs se sont attachés à montrer que la mesure d'une force électromotrice thermo-électrique par une méthode d'opposition constituait un procédé de mesure des températures à la fois précis et sûr, et dans lequel la sensibilité relative reste constante, quel que soit l'intervalle de température entre les soudures.

MM. Chassagny et Abraham annoncent qu'ils poursuivent ces études et qu'ils ont commencé des expériences sur les phénomènes de Peltier et de Thomson et les questions de propagation de la chaleur qui s'y rattachent.

M. Pellat demande quelles précautions ont été prises pour maintenir la température de la soudure froide.

M. Abraham répond qu'ils se sont servis de glace râpée.

M. Lippmann demande si les couples thermo-électriques ont le même avantage que les thermomètres.

M. Abraham répond oui, et même, dit-il, ils prennent plus vite la température.

M. Le Chatelier profite de ce que l'attention de la Société est appelée sur les couples thermo-électriques pour compléter les indications qu'il avait données antérieurement sur leurs irrégularités aux températures élevées. Les anomalies observées sur le fer et le palladium se retrouvent avec le nickel, le maillechort et le ferronickel décarburé. Les perturbations

de la force électromotrice peuvent, avec ce dernier alliage, atteindre $0^{volt},01$; elles sont dix fois plus faibles environ avec le fer. La cause principale de ces perturbations réside dans les transformations moléculaires de ces métaux. Le retard à la transformation, qui peut atteindre 500° pour le ferronickel, 100° pour le fer, permet aux deux variétés du métal de rester juxtaposées à des températures différentes de celle d'équilibre. Il se forme ainsi un véritable couple secondaire dont l'action se superpose irrégulièrement à celle du couple principal.

M. Ph. Pellin répète devant la Société l'expérience de M. T. Argyropoulos montrant les vibrations d'un fil de platine maintenu incandescent par un courant électrique, sous l'influence des interruptions successives de ce courant; on tend horizontalement un fil de platine d'une longueur de $0^{m},70$ et d'un diamètre égal à une fraction de millimètre, et l'on fait passer un fort courant électrique pour le chauffer jusqu'au rouge blanc. En remarquant la grande dilatation du fil pendant le passage du courant, M. Argyropoulos a pensé qu'il devait y avoir quelque mouvement vibratoire produit par des interruptions successives du courant. Il a donc interposé dans le circuit un grand interrupteur à trembleur, ou mieux l'interrupteur imaginé par Foucault pour les grandes bobines de Ruhmkorff : aussitôt le fil de platine s'est mis à vibrer, en se subdivisant par ondes stationnaires.

On peut observer très nettement un, deux, trois et jusqu'à huit ventres, séparés par des nœuds qui semblent immobiles. En diminuant très lentement la tension du fil de platine, on augmente le nombre de ces ventres; au contraire, si l'on tend lentement le fil, le nombre des ventres diminue et le fil incandescent vibre transversalement en formant un seul ventre au milieu.

Le support sur lequel était tendu le fil avait deux mouvements, l'un pour tendre plus ou moins le fil et l'autre pour l'allonger et le raccourcir.

On fait l'expérience de la manière suivante. On prend d'abord une grande longueur de fil; on fait passer le courant d'une pile de 50 éléments de Bunsen, en tenant l'interrupteur calé. Puis on raccourcit le fil, jusqu'à ce qu'il devienne blanc de chaleur. Ensuite on lâche l'interrupteur et le fil commence à vibrer. Alors on tend lentement le fil jusqu'à ce qu'il finisse par vibrer tout entier, en formant un seul ventre au milieu. En diminuant la tension du fil, on peut produire jusqu'à huit ventres et même plus.

Cette expérience permet de faire devant un nombreux auditoire l'étude des mouvements vibratoires des cordes.

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1890.

PRÉSIDENCE DE M. MALLARD.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 novembre est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Babinski, Ingénieur civil des Mines à Paris.
Larousse, Professeur au collège de Beauvais.
Lemoine (Jules), Professeur au collège de Melun.
Lussana (Sylvio), Docteur ès sciences physiques à l'Université de Padoue (Italie).
Maingie, Docteur ès sciences physiques et mathématiques à Laeken, Bruxelles (Belgique).
Hodin, Agrégé de l'Université à Paris.

M. Leduc rappelle les résultats de ses premières observations sur la résistance du bismuth dans un champ magnétique. Il représente par $R_{M,t}$ la résistance d'un échantillon dans un champ de valeur M, à t°, et par R et R_0 la résistance de ce même échantillon à t° et à 0° hors du champ.

Il a trouvé antérieurement que R est bien représenté jusqu'au point de fusion par

$$R = R_0(1 + \lambda t + \mu t^2 + \nu t^3).$$

Si l'on pose

$$z = \frac{R_{M,t} - R}{R},$$

on a donc

$$R_{M,t} = R_0(1 + \lambda t + \mu t^2 + \nu t^3)(1 + z).$$

Ses premières recherches (1884-1886) ont établi que z est lié à M par l'équation d'une hyperbole

$$z^2 + \beta z - \alpha M^2 = 0,$$

mais que les paramètres α et β varient avec la nature des échantillons.

Ainsi, z étant exprimé en millièmes, le coefficient angulaire $\sqrt{\alpha}$ de l'asymptote, qui mesure la sensibilité au magnétisme pour les champs élevés, était de 0,031 en moyenne pour des fils préparés par fusion, et de 0,042 pour des filaments obtenus par l'électrolyse du nitrate.

M. Leduc a étudié cette année la variation de z (et par suite de α et de β) avec la température de manière à pouvoir calculer $R_{M,t}$ à une température et dans un champ quelconques.

Il expose en particulier les résultats concernant un fil de bismuth sensiblement pur, qu'il présente à la Société, enfermé dans une étuve à double enveloppe assez étroite pour opérer dans un champ de 2^{cm} d'épaisseur à toute température inférieure à 180°.

Il indique en particulier que $\sqrt{\alpha}$ prend les valeurs suivantes :

à 18° : 0,047, à 100° : 0,023, à 157° : 0,015.

Cet échantillon est notablement plus sensible au magnétisme que ses congénères; cela peut tenir à sa plus grande pureté.

Le paramètre α est représenté par un développement parabolique d'où il ressort que α, et par conséquent z, s'accumulent au point de fusion du bismuth.

M. Leduc montre encore que la courbe que représente z est *exactement* et non approximativement une hyperbole. Il ajoute que, pour appliquer la variation de résistance à la mesure des champs, il suffit de faire une tare comprenant quatre expériences dans deux champs connus à 10° et 20° par exemple.

Note sur l'électrolyse industrielle de l'eau;

par M. le Commandant RENARD.

Grâce aux perfectionnements récents des machines dynamo-électriques, l'électrolyse de l'eau est devenue un moyen économique de préparer l'hydrogène et l'oxygène purs.

En admettant, en effet, le chiffre de $1^{volt},5$ pour la force contre-électromotrice d'un voltamètre à eau (chiffre déduit de la chaleur de combustion de l'hydrogène et de l'oxygène gazeux formant de l'eau liquide) et en comptant sur un rendement total de $\frac{1}{2}$, l'énergie nécessaire pour libérer l'équivalent électrochimique d'hydrogène, soit $0^{gr},0000104$, n'est que de trois joules. On en déduit facilement les données numériques suivantes, l'hydrogène étant supposé à la température de +10° et à la pression 760.

Volume d'hydrogène produit par ampère-heure	$0^{lit},433$
» » par watt-heure.....	$0^{lit},144$
Dépense en ampères-heure par mètre cube d'oxygène...	2310
» en watts-heure » » ...	6930
Nombre de chevaux-heure (1) » » ...	$9^{ch-h},4$

Pratiquement on peut compter sur une dépense de 10 chevaux-heure par mètre cube d'hydrogène.

Comme on produit en même temps 500^{cc} d'oxygène, on voit que l'on obtient $1^{mc},500$ de gaz pour une dépense de 10 chevaux-heure.

Or, avec une bonne machine à vapeur, 10 chevaux-heure représentent 10^{kg} de charbon dont le prix varie en France de $0^{fr},12$ à $0^{fr},30$. On voit que la consommation de combustible par mètre cube de gaz produit peut varier de $0^{fr},08$ à $0^{fr},20$ suivant les circonstances.

Il suffit donc de transformer le voltamètre de laboratoire en appareil industriel.

---

(1) 1 cheval-heure = 736 watts-heure.

Or, cette transformation présente des difficultés. D'une part, les cloisons étanches servant à séparer les deux gaz rendent la résistance intérieure des voltamètres ordinaires très grande. D'autre part, la nécessité d'employer le platine comme électrode conduit à des appareils d'un prix inabordable. Une batterie de voltamètres du système ordinaire pouvant produire 20^{mc} à l'heure coûterait près d'un million de francs.

On arrive à tourner ces difficultés par l'application simultanée de deux principes.

1° Séparation des gaz par des cloisons poreuses convenables.

2° Substitution de l'électrolyte alcalin (dissolution de soude caustique) à l'électrolyte acide, ce qui permet d'employer le fer, la fonte ou l'acier comme électrode aux deux pôles.

L'emploi des cloisons poreuses permet de multiplier, autant qu'on le veut, la surface des électrodes et de les rapprocher l'une de l'autre. On obtient ainsi des appareils très peu résistants.

Les cloisons poreuses doivent s'opposer efficacement au mélange des gaz. Il suffit pour cela qu'elles aient une *réaction capillaire* de quelques centimètres d'eau.

Si une cloison poreuse sépare un gaz d'un liquide, et qu'on veuille faire passer le gaz à travers la cloison, il faudra pour cela un excès de pression Δ du gaz sur le liquide adjacent : c'est cet excès Δ que nous appelons *réaction capillaire* de la cloison. Elle est mesurée en colonne d'eau.

On détermine sa valeur, pour les cloisons très poreuses, au moyen de l'appareil suivant. La membrane coiffe un tube de verre gradué et ouvert par en bas. En enfonçant ce tube dans le liquide, l'air s'échappe d'abord en bulles à travers la cloison, mais ces bulles s'arrêtent dès que la colonne d'air restant dans le tube est réduite à Δ. Pour la toile d'amiante, employée dans nos voltamètres, Δ varie de $0^{m},03$ à $0^{m},05$ d'eau.

Une expérience élémentaire fait voir ensuite que, malgré l'agitation tumultueuse de bulles d'air lancées violemment dans un sac de cette toile plongé dans l'eau, aucune d'entre elles ne traverse les parois du sac.

L'expérience réussit même avec des cloisons très grossières (gaze de soie, canevas à tapisserie, toile métallique). Pour éviter que la différence de pression entre l'atmosphère d'hydrogène et celle d'oxygène dépasse Δ, dans le voltamètre, on fait passer les gaz dans un *compensateur* hydraulique qui prévient automatiquement toute différence de ce genre.

On peut employer aussi la terre poreuse comme cloison, mais sa résistance électrique est beaucoup plus grande que celle de la toile d'amiante et celle-ci se prête beaucoup mieux à la construction de grands appareils. M. le commandant Renard montre des diagrammes (caractéristiques de voltamètres) qui font voir que la *résistance électrique* de la toile d'amiante *est presque* négligeable. Une dissolution de soude caustique à 13 pour 100 présente aussi peu de *résistance électrique* que l'eau acidulée à 27 pour 100 employée dans les voltamètres ordinaires. Elle permet, comme nous l'avons

dit, d'employer le fer et ses dérivés comme électrode, ce qui rend les appareils très pratiques et très économiques.

La disposition la plus simple qui a servi à des expériences en grand, pendant une année, à l'établissement de Chalais, est la suivante. Un grand vase cylindrique en tôle commune sert à la fois de vase pour l'électrolyte et d'électrode négative. Un tube perforé, également en tôle, porté par un couvercle en tôle ou en fonte fermant hermétiquement le vase extérieur, mais isolé de ce vase, sert d'électrode positive. Un grand sac d'amiante, ligaturé sur l'électrode intérieure au moyen de fil de cuivre isolé, sert à séparer les deux gaz. L'oxygène se dégage à l'intérieur du tube central et l'hydrogène dans l'espace annulaire compris entre ce tube et le vase extérieur.

L'auteur montre plusieurs petits voltamètres de ce système, dont l'un, du poids de 2^{kg}, peut laisser passer 25^{amp} au potentiel de $2^{volt},7$ et produit environ 12^{lit} d'hydrogène à l'heure; il montre également un grand voltamètre de 365^{amp} sous $2^{volt},7$ produisant 158^{lit} d'hydrogène à l'heure.

Le prix de cet appareil ne dépasse pas 100^{fr}. Une batterie de 2 voltamètres de cette espèce a fonctionné à Chalais pendant six mois. Au bout de ce temps, les deux électrodes et le sac d'amiante étaient en parfait état. Les deux gaz ont toujours été purs et aucun mélange n'a pu être constaté. L'oxygène obtenu ne contient pas d'ozone à cause de la nature alcaline du liquide. Aussi n'attaque-t-il pas les joints en caoutchouc du couvercle et des tubes de dégagement. Une dissolution d'acide tartrique suffit pour arrêter les traces de soude entraînées.

Une usine électrolytique de 36 voltamètres de ce type (dont l'auteur montre un avant-projet) produirait $5^{mc},700$ d'hydrogène et $2^{mc},850$ d'oxygène à l'heure, soit en tout $8^{mc},550$ de gaz pouvant être comprimés à 120^{atm} ou 200^{atm} dans les tubes d'acier dont l'usage se généralise de plus en plus, et être employés au loin soit pour les usages thérapeutiques, soit pour l'obtention de la lumière oxhydrique, soit pour la fusion des métaux réfractaires et les expériences de laboratoire, soit enfin en ce qui concerne l'hydrogène pour le gonflement des aérostats.

Le prix de revient d'une semblable usine n'excéderait pas 40000^{fr}, et en fonctionnant nuit et jour elle fabriquerait

Hydrogène	137 mc	par jour
Oxygène	68	»
Hydrogène	5110	par mois
Oxygène	2550	»
Hydrogène	61300	par an
Oxygène	30600	»

Le prix de revient de ces gaz, en tenant compte de tous les frais accessoires, y compris ceux de leur compression à 120^{atm}, ne dépasserait pas $0^{fr},50$ à $0^{fr},60$ par mètre cube.

Les recherches dont on vient de rendre compte ont été commencées au

mois de décembre 1887, et c'est le 17 avril 1888 qu'on a essayé pour la première fois la soude et les électrodes de fer. Les premiers voltamètres à toile d'amiante datent du mois de juillet 1889.

Les expériences se poursuivent en ce moment; des résultats nouveaux sont à prévoir, mais il nous est encore impossible d'en parler aujourd'hui.

Sur la résistance électrique du bismuth dans un champ magnétique (1);

PAR M. A. LEDUC.

J'ai montré, il y a quelques années, que la résistance électrique du bismuth se trouve considérablement augmentée quand on place ce métal dans un champ magnétique puissant.

L'accroissement z que présente l'unité de résistance en pénétrant dans un champ de valeur M est donné par l'équation

$$z^2 + \beta z - \alpha M^2 = 0, \tag{1}$$

dans laquelle α et β sont des constantes, du moins si la température ne varie pas. Cette conclusion fut le résultat de nombreuses expériences faites à la température ordinaire, c'est-à-dire à des températures pouvant différer de 10° d'un jour à l'autre suivant la saison, mais à peu près constantes pendant une série de mesures.

Ce n'est qu'en juillet 1887 qu'une nouvelle expérience, faite sur un échantillon déjà étudié en février 1886, me fit soupçonner l'influence de la température, que M. van Aubel a mise en évidence en 1888. J'ai dû interrompre mes expériences à cette époque, pour ne les reprendre qu'en 1890.

J'ai étudié des échantillons préparés de trois manières différentes :

1° Les lames destinées à l'étude du phénomène de Hall dont il a déjà été question dans le *Journal de Physique;*

---

(1) Voir *Journal de Physique,* mars 1886 et avril 1887, et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* 17 novembre 1890.

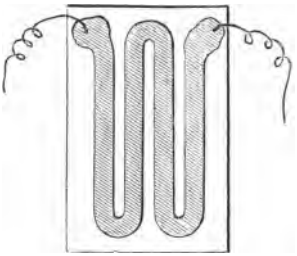
2° Des filaments obtenus par l'électrolyse du nitrate acide ou du citrate ammoniacal;

3° Des fils obtenus en coulant le bismuth dans des tubes de verre contournés en double spirale et portés au bain d'huile à 280° environ.

Un intérêt tout particulier s'attache à l'étude de ces deux dernières sortes parce qu'elles se prêtent parfaitement à la mesure des champs magnétiques. Je ne reviendrai pas cependant sur les détails de leur préparation (*Thèse de Doctorat,* 1888, et *Bulletin des Sciences physiques,* 1889). Je vais passer rapidement en revue les résultats qu'elles m'ont fournis.

I. Bismuth électrolytique. — J'ai étudié à la température ordinaire une vingtaine de filaments (*fig.* 1) obtenus dans des

Fig. 1.



conditions presque identiques. Le bain galvanoplastique était préparé en dissolvant 100^{gr} de nitrate de bismuth cristallisé dans 200^{gr} d'eau acidulée par 15^{gr} à 18^{gr} d'acide azotique pur. Le courant était produit par un ou deux éléments de Daniell et le dépôt reçu par une plaque médiocrement conductrice formée de $\frac{2}{3}$ de plombagine et $\frac{1}{3}$ de stéarine, partiellement recouverte de vernis à la gomme laque.

Le dépôt est d'autant plus grenu et aussi d'autant plus sensible à l'action du champ magnétique qu'il s'est effectué plus rapidement. Il devient très lisse et brillant, mais l'action du magnétisme est 20 à 22 fois moindre si l'on électrolyse le citrate au moyen d'un seul élément de Daniell. Il faut dans ce cas plus de vingt-quatre heures pour obtenir un filament maniable, c'est-à-dire ayant au moins $0^{mm},1$ d'épaisseur.

On aura une idée de la grandeur du phénomène en examinant les nombres suivants extraits d'une expérience faite à 16° sur un échantillon dont la résistance à cette température était de $0^{ohm},691$ hors du champ (z est exprimé en millièmes) :

M.	z observé.	z calculé.	Différence.
1800	23	21,6	+1,4
3770	80	80	0
5270	135	136,2	—1,2
6700	196	194,3	+1,7
6960	204	205,1	—1,1

La courbe qui relie ces résultats est bien représentée par l'équation (1) si l'on donne aux coefficients les valeurs

$$\alpha = 0,00214, \qquad \beta = 300.$$

On voit en effet que les valeurs de z, calculées au moyen de la formule

$$z = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2}\right)^2 + \alpha M^2} - \frac{\beta}{2},$$

diffèrent en général de la valeur observée de moins de 1,4, ce qui correspond à une erreur de $\frac{1}{1000}$ d'ohm sur la mesure de la variation de résistance. Je ne pouvais désirer mieux, car je ne mesurais les résistances qu'à $\frac{1}{2000}$ d'ohm près. Nous y reviendrons ultérieurement.

Il n'est pas possible d'obtenir deux échantillons identiques; il faut donc s'attendre à voir varier ces coefficients d'un échantillon à l'autre. J'ai trouvé en effet pour des filaments préparés de la même manière des valeurs des coefficients dont la différence atteignait 20 pour 100.

Influence de la température. — Plus récemment j'ai examiné l'influence de la température sur l'un de ces filaments; mais, comme celui-ci était fixé sur ébonite au moyen de gomme laque, je n'ai pas pu dépasser la température de 45°.

Pour cet échantillon, le rapport $\frac{z_t}{z_0}$ des valeurs de z à t° et 0° pour un même champ magnétique varie fort peu avec l'intensité de ce dernier, et pour M = 7000 C.G.S. la variation de z entre 0°

et 45° est bien représentée par la formule

$$z_t = z_0(1 - 0{,}0109\,t + 0{,}000035\,t^2). \tag{2}$$

On voit qu'au voisinage de 15° z varie de 1 pour 100 par degré centigrade.

Remarque. — Je n'ai pas cherché à comparer entre eux à ce point de vue les divers échantillons électrolytiques que j'avais à ma disposition, à cause des limites par trop resserrées entre lesquelles je pouvais faire varier la température. Toutefois on sera porté à admettre par ce qui va suivre que la formule (2) représente bien, avec des coefficients peu différents de ceux qui s'y trouvent, l'influence de la température sur la valeur de z pour le bismuth électrolytique en général. Cela présente un certain intérêt au point de vue de la mesure des champs au moyen de la variation de la résistance du bismuth; car il suffira de déterminer les paramètres α et β par deux expériences faites, à 15° par exemple, dans deux champs connus, puis de calculer la valeur du champ étudié par la formule

$$M^2 = \frac{1}{\alpha} z'(z' + \beta),$$

dans laquelle

$$z' = z\left(1 + \frac{t - 15}{100}\right).$$

Bien que l'on puisse faire mieux, ainsi que nous le verrons plus loin, les erreurs qui résulteront de l'application de cette formule entre 10° et 20° ne dépasseront pas en général quelques millièmes.

II. Spirales. — J'ai pu étudier beaucoup plus longuement les spirales (*fig.* 2) obtenues, comme je l'ai dit, en coulant du bismuth fondu dans un tube neuf porté à 280°, puis le laissant se refroidir lentement.

Le fil métallique ainsi préparé a un diamètre de $0^{mm},5$ à 1^{mm}; sa longueur peut atteindre 80^{cm} sans que la largeur de la spirale dépasse 5^{cm}. On obtient facilement une résistance de plusieurs ohms qui peut se loger dans un champ de faibles dimensions et par suite d'une grande intensité.

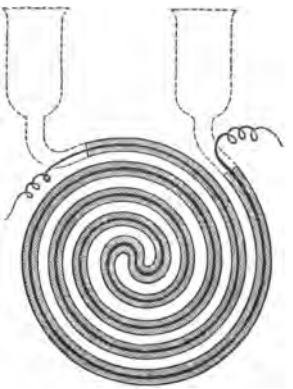
J'ai examiné en juin 1886 trois spirales préparées au moyen d'un même lingot de bismuth du commerce.

Les valeurs de z sont toujours données par l'équation (1); mais les coefficients α et β n'ont plus les mêmes valeurs que pour les échantillons électrolytiques, et d'ailleurs ces coefficients diffèrent d'un échantillon à l'autre.

En moyenne,

$$\alpha = 0,00095, \qquad \beta = 108.$$

Fig. 2.



Ces fils de bismuth sont notablement moins sensibles que les filaments électrolytiques à l'action des champs magnétiques élevés. On en peut juger par la valeur du coefficient angulaire de l'asymptote $(\sqrt{\alpha})$ qui mesure à peu près la sensibilité $\frac{dz}{dM}$ pour ces derniers.

La moyenne des valeurs de $\sqrt{\alpha}$ est ici 0,031, tandis qu'elle était 0,042 pour les filaments électrolytiques.

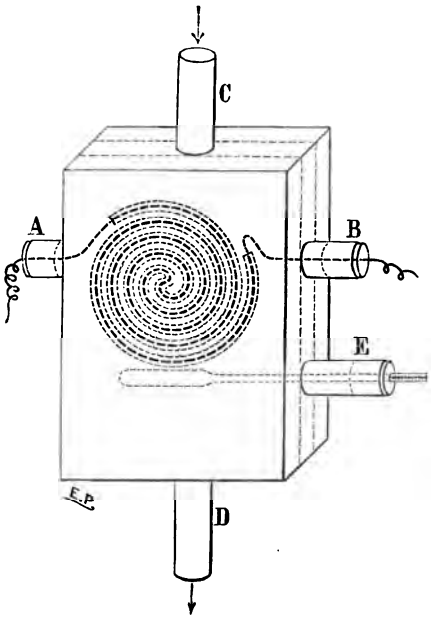
Il convient d'ajouter qu'au contraire dans un champ inférieur à 4000 C.G.S., la valeur de z est à peu près la même pour les échantillons des deux sortes et quelquefois supérieure pour les fils en spirale; les hyperboles n'ont pas la même forme.

Influence de la température. — J'ai étudié longuement sur ces spirales l'influence de la température. A cet effet je les ai enfermées dans une étuve à double enveloppe, une sorte de boîte divisée en trois compartiments par deux cloisons perpendiculaires

à la plus petite dimension. Cette boîte (*fig.* 3), enveloppée dans un double manchon de flanelle, peut se placer entre les surfaces polaires de l'électro-aimant de Faraday rapprochées à 2^{cm}.

On voit sortir par les tubulures A et B les fils de platine soudés au bismuth par fusion qui servent à introduire celui-ci dans un pont de Wheatstone. Le courant d'eau ou de vapeur [1] destiné à maintenir le métal à température constante est introduit par la tubulure supérieure C et sort en D.

Fig. 3.



La température est mesurée par un thermomètre introduit par la tubulure E. Son indication subit une correction quelquefois importante à cause de la portion de tige sortant de la boîte; d'ailleurs un deuxième thermomètre placé dans l'eau ou la vapeur avant leur introduction dans l'étuve n'est pas toujours d'accord avec le premier; j'ai ajouté arbitrairement à la première température le tiers de la différence.

---

[1] J'ai employé l'eau à diverses températures et les vapeurs d'alcool, d'eau d'alcool amylique, d'essence de térébenthine et d'huile lourde de houille.

Causes d'erreur. — En somme, je considère les températures comme connues à $0^{\circ},2$ près au-dessous de 100°, et à 1° près au voisinage de 160°, limite de mes expériences. Cette précision est largement suffisante; elle correspond à une approximation supérieure au $\frac{1}{500}$ sur la valeur de z.

Une erreur assez considérable sur la résistance du bismuth ($0^{ohm},01$ par exemple) peut provenir de ce que les connexions subissent plus ou moins l'influence de l'étuve; car on ne peut faire à ce sujet qu'une correction approximative. Mais il n'en résulte pour la valeur de z qu'une erreur relative sensiblement constante et qui n'atteint pas $\frac{1}{200}$ aux températures élevées.

Les résistances sont mesurées au moyen d'une boîte à pont (d'Elliot) qui ne peut donner que les millièmes d'ohm; l'équilibre du pont est constaté au moyen d'un électromètre capillaire. A la rigueur on peut apprécier les $\frac{1}{2000}$ et connaître la variation z à $\frac{1}{1000}$ d'ohm près. Une précision plus grande serait illusoire, car la résistance totale varie souvent de plus de $\frac{1}{1000}$ d'ohm pendant une expérience, tant à cause des refroidissements accidentels que de la chaleur dégagée dans le fil par le courant de $\frac{1}{1000}$ d'ampère environ qui le traverse pendant les mesures de résistance, c'est-à-dire d'une manière intermittente.

Enfin certaines erreurs peuvent entacher la valeur du champ. Celui-ci a été bien étudié autrefois au moyen de l'appareil manométrique antérieurement décrit. Les courbes que j'ai relevées font connaître sa valeur à 10 unités près.

Je détermine avec une précision plus que suffisante ($0^{amp},01$) le courant excitateur en mesurant la différence de potentiel qu'il produit entre deux points d'une barre cylindrique de maillechort nue de 6^{mm} de diamètre et dont la résistance entre ces deux points est $0^{ohm},05$.

Mais la température du noyau et par conséquent sa perméabilité magnétique varient d'une manière inconnue; d'où une incertitude sur la valeur de M. Pour atténuer cet inconvénient, j'ai évité autant que possible de faire passer pendant longtemps des courants de grande intensité (20 ampères) et j'ai opéré en faisant augmenter d'abord, puis diminuer le champ. Il suffit de représenter les résultats par une courbe pour obtenir une moyenne en général très bonne, ainsi qu'on le verra plus loin.

La valeur du champ dans les conditions ci-dessus est à peu près en raison inverse de la distance des surfaces polaires; elle varie légèrement quand on s'approche des bords; mais j'ai maintenu ces surfaces à une distance invariable au moyen de cales qui servent à cet usage depuis 1884, et chaque échantillon, qui n'occupait d'ailleurs que la partie centrale et sensiblement uniforme du champ, est resté exactement dans la même position pendant toute la durée des expériences qui le concernaient. Les résultats obtenus sur un même échantillon sont donc absolument comparables entre eux.

Loi du phénomène. — Je donne ces détails afin de montrer que la formule hyperbolique (1), malgré son origine purement empirique, représente le phénomène exactement et non d'une manière approximative, et j'insiste d'autant plus que cette loi a été contestée (sans preuves, il est vrai) et que d'autres lois non moins empiriques ont été formulées depuis que j'ai fait connaître celle-là.

Ainsi, M. Goldhammer [1], dont les expériences ont été faites au-dessous de 1500 C.G.S., trouve que « z est proportionnel au carré de la valeur du champ ». Les nombres observés présentent d'ailleurs couramment des écarts de 4 à 5 pour 100 de part et d'autre des nombres calculés, et l'écart dépasse quelquefois 10 pour 100.

Il faut observer que cette loi

$$z = KM^2, \tag{3}$$

quand même elle serait bien vérifiée pour les faibles valeurs du champ, doit être considérée comme un cas particulier de la formule (1). En effet, si l'on développe celle-ci, on trouve

$$z = \frac{\alpha}{\beta} M^2 - \frac{\alpha^2}{\beta^3} M^4 + 2\frac{\alpha^3}{\beta^5} M^6 - \ldots, \tag{4}$$

qui pour les faibles valeurs de M peut se réduire à (3), avec une valeur de K voisine de $\frac{\alpha}{\beta}$ [2].

---

[1] *Annalen der Physik und Chemie*, Vol. XXXVI; 1889.

[2] Ainsi, pour $\alpha = 0{,}001$ et $\beta = 100$, soit $\frac{\alpha}{\beta} = 10^{-5}$, et pour $M = 1000$,

$$K = \frac{z}{M^2} = 10^{-5} - 10^{-6} + 2 \times 10^{-7} \ldots = 0{,}92 \times 10^{-5}.$$

Les résultats de M. Goldhammer, ceux du moins pour lesquels l'erreur relative n'est pas trop considérable, c'est-à-dire qui correspondent à des champs compris entre 500 et 1500 C.G.S., sont mieux représentés par la formule hyperbolique que par la parabole (3).

Les expériences de MM. Lenard et Howard [1] sont bien représentées par notre formule entre 4000 et 17000 C.G.S. avec les valeurs

$$\alpha = 0,00288, \qquad \beta = 258.$$

L'écart des valeurs de z dans ces limites reste < 1; mais pour les faibles valeurs du champ il atteint dix unités. Les données me manquent pour rechercher les causes de cette importante divergence.

Résultats : 1° *Bismuth purissimum.* — Je vais maintenant indiquer les résultats que j'ai obtenus en juillet dernier sur une spirale dont le bismuth a été préparé spécialement pour moi au moyen du sous-nitrate pharmaceutique. Ce sel a été repris par l'acide nitrique pur; puis l'oxyde précipité par l'ammoniaque pure a été réduit par le cyanure de potassium pur; mais cette réduction a été opérée dans un creuset de terre réfractaire auquel le métal a emprunté une quantité appréciable de fer; l'analyse spectrale m'y a fait reconnaître des traces de plomb. Je n'y ai pas trouvé trace d'étain, et cependant la résistance électrique de cet échantillon présente un minimum à 23° [2]. Elle est bien représentée entre 0° et 150° par la formule

$$(5) \qquad R = 2^{\text{ohms}},206(1 - 0,00057\,t + 125.10^{-7}\,t^2 - 10^{-8}\,t^3).$$

Ce métal est plus pur que le bismuth du commerce; il est aussi plus sensible au magnétisme que les échantillons précédemment étudiés.

Ainsi j'ai trouvé que $\sqrt{\alpha} = 0,047$ à 18°. Cette valeur se rapproche beaucoup de celle obtenue par MM. Lenard et Howard (0,0536; la température n'est pas précisée : elle est comprise entre 15° et 25°).

---

[1] *Electrotechnische Zeitschrift*, Bd. IX, juillet 1889.

[2] Ce qui, d'après M. Righi, serait un indice certain de la présence de l'étain.

Je donne ci-dessous les résultats de deux expériences faites, l'une à 18°, l'autre à 100°.

1° Expérience à 18° :

$$\alpha = 0,00221, \qquad \beta = 263.$$

M.	z. observé.	z. calculé.	Différence.
680	4,0	3,8	+0,2
1500	18,7	17,8	+0,9
2350	40,0	40,4	—0,4
3080	64,4	64,3	+0,1
3750	89,0	88,7	+0,3
4230	106,0	107,2	—1,2
5080	139,2	141,4	—2,2
6070	182,0	183,0	—1,0
6430	200,0	198,4	+1,6
6770	212,7	213,1	—0,4
7290	237,3	235,8	+1,5
7970	265,6	265,8	—0,2
8470	289,4	288,0	+1,4
9000	311,3	311,7	—0,4

2° Expérience à 100° :

$$\alpha = 0,00055, \qquad \beta = 301.$$

M.	z observé.	z calculé.	Différence.
2680	13,2	12,5	+0,7
4620	34,2	34,7	—0,5
5730	51,0	51,0	0
6910	70,6	70,4	+0,2
7860	86,6	87,0	—0,4

Ainsi que je l'ai dit plus haut, la variation de la résistance dans le champ est tout au plus connue à $\frac{1}{1000}$ d'ohm près. On ne peut donc connaître la valeur de z qu'à une demi-unité près, et les résultats obtenus à 100° coïncident aussi parfaitement que possible avec ceux que donne la formule. Les diverses causes d'erreur signalées plus haut n'ont pas eu d'influence appréciable. Il n'en est pas de même dans l'expérience faite à 18°; mais la plus grande erreur absolue (—2,2 qui ne constitue qu'une erreur relative de 1,5 pour 100) s'explique parfaitement par un concours fâcheux de circonstances et particulièrement par une élévation fortuite de

température ne dépassant pas $0^{\circ},5$. Il faut remarquer, en effet, que la température d'un courant d'eau de la Ville est loin d'être constante.

J'ai examiné comme plus haut les valeurs que prennent les quotients $\frac{z_t}{z_0}$ dans des champs variés. Pour cet échantillon, ainsi que pour les autres spirales que j'ai étudiées, $\frac{z_t}{z_0}$ augmente sensiblement avec la valeur du champ. On peut donc dire que l'influence de la température diminue à mesure que le champ augmente.

J'ai exprimé encore z en fonction de z_0.

Dans les limites de température où j'ai opéré, la formule (2) s'applique assez bien, si l'on donne aux coefficients les valeurs

0,0101	et	0,000029,	pour un champ de 8500 C.G.S.
0,0107	et	0,000032,	pour un champ de 6500 C.G.S.
0,0114	et	0,000035,	pour un champ de 4000 C.G.S.

au lieu de

0,0109 et 0,000035,

qui convenaient à l'échantillon électrolytique.

Les courbes de la *fig.* 4 montrent les variations de z avec la température pour ces diverses valeurs du champ. Mais, comme les coefficients de la formule (2) changent avec la valeur du champ, il m'a paru plus avantageux de déterminer les variations des coefficients α et β de l'hyperbole (1) avec la température.

J'indiquerai d'abord les valeurs de ces coefficients pour cinq températures auxquelles les expériences ont été fort prolongées.

t.	18°.	44°,7.	100°.	130°,8.	157°,5.
$\alpha 10^5$.....	221	143	55	33	22
$\sqrt{\alpha} 10^3$....	47	38	23	18	15
β.....	263	275	301	318	342

Les valeurs de β sont données avec une approximation suffisante par la formule

$$\beta = 258(1 + 907.10^{-6}t + 723.10^{-8}t^2). \tag{6}$$

Un plus grand intérêt s'attache au paramètre α, parce que, d'une part, il est mieux déterminé, et que, d'autre part, z s'annule en

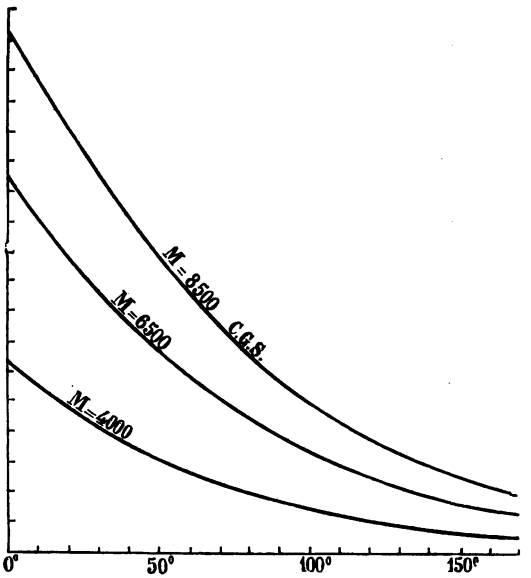
même temps que lui, comme on le voit par la formule

$$(7) \qquad z = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2}\right)^2 + \alpha M^2} - \frac{\beta}{2}.$$

Les valeurs de $\alpha.10^5$ sont fournies à une demi-unité près, c'est-à-dire au degré de précision que comporte la détermination même de α par la formule

$$(8) \qquad \alpha.10^5 = 288,5(1 - 0,01455t + 808.10^{-7}t^2 - 163.10^{-9}t^3).$$

Fig. 4.



Mais la courbe représentée par cette équation offre vers 165° une inflexion que l'expérience ne justifie pas et qui paraît peu probable. D'après cette équation α s'annulerait vers 209°.

Nos résultats sont tout aussi bien représentés par l'équation du quatrième degré

$$(9) \qquad \alpha.10^5 = 288,5(1 - 0,0145t + 819.10^{-7}t^2 - 194.10^{-9}t^3 + 141.10^{-12}t^4),$$

qui a l'avantage de n'indiquer de point d'inflexion ni de maxima ou minima qu'au-dessus de 1500° ou à très basse température.

D'après cette équation, α s'annulerait vers 261° de mon thermomètre à mercure.

Malgré le caractère tout à fait empirique de cette fonction et l'incertitude qui règne sur la détermination de ses coefficients (les valeurs de α n'étant connues elles-mêmes qu'approximativement), je considère comme certain que α s'annule et que, par conséquent, *l'influence du magnétisme s'évanouit au point de fusion du bismuth.*

Quoi qu'il en soit, la résistance R_{Mt} de notre échantillon placé dans un champ de valeur M (le plan de la spirale étant normal aux lignes de force), à la température t comprise entre 0° et 160°, peut être calculée au moyen de la formule

$$(10) \quad R_{Mt} = R_0(1 + \lambda t + \mu t^2 + \nu t^3)\left[1 - \frac{\beta}{2000} + \frac{1}{1000}\sqrt{\left(\frac{\beta}{2}\right)^2 + \alpha M^2}\right],$$

dans laquelle R_0 désigne la résistance à 0° hors du champ, λ, μ, ν sont les coefficients de la formule (5), α et β les paramètres calculés au moyen des formules (6) et (8).

Il est probable que cette formule conviendrait à toute température inférieure au point de fusion, à la condition de remplacer la formule (8) par la formule (9) et de faire subir aux coefficients de légères modifications.

2° *Bismuth ordinaire.* — J'ai examiné plus sommairement les autres spirales. Les courbes qui représentent les variations de z avec la température pour diverses valeurs du champ ont le même aspect que celles de la *fig.* 4, mais ne leur sont pas identiques.

Il serait sans intérêt de donner ici les équations de ces courbes ou d'examiner comme plus haut les variations de α avec la température.

Les conclusions générales sont d'ailleurs les mêmes; les différences ne portent que sur les valeurs des coefficients.

Je remarquerai seulement que l'infériorité relative de ces spirales de bismuth moins pur s'atténue à mesure que la température s'élève, de telle sorte que vers 150° elles ne sont guère moins sensibles à l'action du magnétisme que la première.

Application à la mesure des champs. — La mesure des champs magnétiques au moyen de la résistance du bismuth exigerait, pour être exacte, d'après ce que nous venons de voir, le cal-

cul des valeurs de α et β au moyen des formules (6) et (8), et par suite la détermination des coefficients de ces formules par toute une série d'expériences à des températures variées.

Mais dans les applications techniques, où cette méthode peut surtout rendre des services, une aussi grande précision est fort inutile. D'ailleurs les mesures se feront généralement à des températures comprises entre des limites assez étroites, de 10° à 20° par exemple.

Dans ces conditions, les variations de α et β peuvent s'exprimer par des formules binômes.

Ainsi, il suffira de prendre pour la spirale ci-dessus étudiée

$$\alpha = 0{,}00231[1 - 0{,}0153(t - 15)],$$
$$\beta = \quad 262 \quad [1 + 0{,}0011(t - 15)],$$

de sorte que la tare d'un fil de bismuth destiné à cet usage ne nécessitera que quatre bonnes mesures de z faites dans deux champs connus, à 10° et à 20° par exemple.

Application au phénomène de Hall (¹). — J'ai dû me préoccuper dans l'étude de ce phénomène de l'influence du magnétisme et de la température sur la résistance du bismuth. J'ai admis provisoirement, au début, l'indépendance des deux effets; il est facile de faire, d'après ce qui précède, la correction convenable. J'écrivais, en effet, l'expression de la déviation des lignes équipotentielles

$$D = \frac{KM(1 - \alpha M + \beta M^2)(1 + mt - nt^2)}{\varphi(M, t)},$$

dans laquelle $\varphi(M, t) = \frac{R_{M,t}}{R_0}$. Cette expression est fournie par la formule (10), et l'on peut écrire

$$D = \frac{KM(1 - \alpha M + \beta M^2)(1 + Pt - Qt^2)}{1 - \frac{\beta_1}{2000} + \frac{1}{1000}\sqrt{\left(\frac{\beta_1}{2}\right)^2 + \alpha_1 M^2}}.$$

Les coefficients K, α, β, P et Q du numérateur ont été déter-

(¹) Voir *Journal de Physique*, mars 1886.

minés antérieurement. Mais j'avais écrit provisoirement au dénominateur un développement parabolique du troisième degré qui représentait assez bien mes expériences dans certaines limites. La correction consistera donc à remplacer ce développement par celui qui précède, et l'on ne devra pas oublier que les coefficients α_1 et β_1 sont les paramètres de l'hyperbole étudiée plus haut, *variables avec la température.*

Cela n'infirme aucun des résultats que j'ai obtenus dans cette étude du phénomène de Hall à la température ordinaire.

SÉANCE DU 19 DÉCEMBRE 1890.

PRÉSIDENCE DE M. FRIEDEL.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 5 décembre est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. MARCHIS, Professeur au Lycée de Caen.

M. le PRÉSIDENT lit la Notice nécrologique suivante de M. Maurat sur M. *Isambert,* Membre de la Société :

« Le 27 octobre dernier, un des Membres distingués de la Société de Physique, M. Isambert, est mort à Poitiers, après une longue et cruelle maladie.

» Né en 1836 à Onjon (Aube), il était entré à vingt ans à l'École Normale. Successivement professeur au Lycée de Rennes, Périgueux et Moulins, il fut nommé en 1865 préparateur de Chimie à l'École Normale; c'est là qu'il commença, sous les auspices et la direction de Henri Sainte-Claire Deville, qui lui portait une affection presque paternelle, une série de travaux sur la dissociation, qu'il a continués jusqu'à sa mort. Ces travaux sont contenus dans une trentaine de Notes présentées à l'Académie des Sciences de 1868 à 1888, et qui sont de nature à intéresser presque autant les physiciens que les chimistes. On y trouve par exemple des études sur la compressibilité de divers mélanges gazeux, et même de diverses dissolutions de gaz dans l'eau.

» Isambert faisait partie de notre Société depuis sa fondation; il a été Membre du Conseil. »

M. le PRÉSIDENT ajoute quelques mots pour montrer les services rendus à la Chimie par M. Isambert et annonce que l'Académie des Sciences vient, après son décès, de décerner un prix à ses travaux.

M. le Secrétaire général dépose sur le Bureau, au nom du Trésorier, les comptes de l'année 1890.

Une Commission composée de MM. Defforges, Poiré et du baron Thenard, est nommée pour vérifier les comptes de l'année 1890.

M. le Président annonce que M. Sarrau fera demain samedi 20 décembre, à la Société d'Encouragement, une conférence « Sur la continuité des états liquides et gazeux » et met à la disposition des Membres de la Société des cartes d'invitation.

A l'occasion de l'intéressante Communication de M. le Commandant Renard sur l'électrolyse de l'eau, M. d'Arsonval désire montrer à la Société les appareils qui lui servent depuis l'année 1885 à préparer, au laboratoire de Médecine du Collège de France, l'oxygène pur nécessaire pour des expériences sur la respiration en vase clos. Cet appareil se compose de quatre voltamètres semblables à celui qu'il met sous les yeux de la Société et qui ont été construits, sur ses indications, en 1884, par la maison de Branville et Cie; chaque voltamètre se compose d'un vase cylindrique en tôle de $0^m,20$ de diamètre sur $0^m,60$ de hauteur. Au centre se trouve un cylindre en tôle perforée enveloppé d'un manchon en calicot ou toile de lin qui le transforme en vase poreux très peu résistant. La solution électrolysée est la solution qu'on trouve dans la pile de Lalande et Chaperon (potasse caustique à 30 pour 100 dans l'eau ordinaire). M. d'Arsonval a montré dans son étude sur cette pile (*Lumière électrique*, numéro du 25 août 1883) que ce liquide est très peu résistant, que sa conductibilité augmente encore beaucoup quand on le chauffe et que de plus il n'attaque pas le fer. Chaque voltamètre reçoit un courant de 60 ampères et l'oxygène est recueilli par un tube communiquant avec le vase central. L'hydrogène, dont il n'a pas besoin, se dégage dans l'atmosphère. M. d'Arsonval ajoute que cet appareil a été montré à plusieurs reprises dans ses leçons au Collège de France en 1885, 1886 et 1887, et qu'il voulait le décrire à la Société à la rentrée en 1888, lorsqu'il vit qu'un dispositif tout semblable (et même préférable en ce sens que l'auteur employait la toile d'amiante comme cloison poreuse) venait d'être décrit par M. Latchinoff pour préparer industriellement l'hydrogène devant servir au gonflement des ballons M. d'Arsonval n'a jamais préparé plus de 100^{lit} à 150^{lit} d'oxygène par jour, volume suffisant pour ses expériences, et a toujours été entièrement satisfait du fonctionnement de cet appareil à la condition de remplacer la toile de temps à autre. S'il signale ses essais à la Société, ce n'est point dans le but d'exercer une revendication de priorité, mais simplement pour appuyer les conclusions du commandant Renard et montrer, une fois de plus, que des expérimentateurs peuvent arriver aux mêmes résultats sans avoir eu entre eux les moindres rapports.

M. Cailletet fait connaître à la Société un procédé de soudure du verre et de la porcelaine avec les métaux, qui permet d'adapter aux appareils

de recherches un ajutage métallique quelconque (robinet, tubes de communication, fil conducteur, etc.), de façon à éviter toute fuite, même sous des pressions élevées.

Le procédé de soudure est des plus simples : on recouvre d'abord la portion du tube, qui doit être soudé, d'une très mince couche de platine. Il suffit pour obtenir ce dépôt d'enduire au moyen d'un pinceau le verre légèrement chauffé, de chlorure de platine bien neutre, mélangé à de l'huile essentielle de *camomille*. On fait évaporer lentement l'essence et, lorsque les vapeurs blanches et odorantes ont cessé de se produire, on élève la température jusqu'au rouge sombre : le platine se réduit alors en recouvrant le tube de verre d'un enduit métallique et brillant. En fixant au pôle négatif d'une pile d'une énergie convenable le tube ainsi métallisé et placé dans un bain de sulfate de cuivre, on dépose sur le platine un anneau de cuivre, qui doit être malléable et bien adhérent si l'opération a été convenablement conduite.

Dans cet état le tube de verre, recouvert de cuivre, peut être traité comme un véritable tube métallique et soudé, au moyen de l'étain, au fer, au cuivre, au bronze, au platine et à tous les métaux qui s'allient à la soudure d'étain.

La résistance et la solidité de cette soudure est très grande; M. Cailletet a constaté qu'un tube de son appareil à liquéfier les gaz, dont l'extrémité supérieure avait été fermée au moyen d'un ajutage ainsi soudé, résiste à des pressions intérieures de plus de 300^{atm}.

On peut remplacer le platinage du tube par l'argenture, qu'on obtient sans difficultés, en chauffant, dans le voisinage du rouge, le verre recouvert de nitrate d'argent. L'argent ainsi réduit adhère parfaitement au verre, mais des essais assez nombreux ont fait préférer le platinage à l'argenture dans le plus grand nombre de cas.

Chronomètre donnant le millième de seconde. — M. Wilh. Schmidt a pensé que le balancier du chronomètre, avec sa grande vitesse et sa précision de mouvements, pourrait servir à mesurer une bien plus petite division de temps. Pour atteindre ce but, il était nécessaire de maintenir constante l'amplitude de l'oscillation et de faire faire chaque fois au balancier un tour entier de 360°. Un mécanisme spécial assure ce résultat.

Ce chronomètre marque les heures et les minutes; la grande aiguille du centre indique la seconde et le cinquième de seconde. L'aiguille-index, qui indique les millièmes de seconde, est remise à zéro à volonté par un verrou placé sur le côté de l'instrument.

Le chronomètre se met en marche et s'arrête à l'aide d'un électro-aimant, agissant presque directement sur le balancier.

Le système est simple, du barillet à l'ancre, rien dans ce chronomètre ne diffère des autres chronomètres; mais M. Schmidt a fixé, sur l'axe du balancier, l'aiguille-index marquant les millièmes de seconde. Le balancier en évoluant sur son axe, revenant toujours à son point de départ, pour reconnaître le sens de l'index au moment de l'arrêt, il a placé au dehors du

cercle une aiguille qui indique, par sa position, quel est le tour de chiffre qui doit être consulté.

Quand l'index est ramené à zéro par le verrou et que le courant se trouve établi, le spiral est armé d'un demi-tour, pour permettre au balancier sa mise en marche instantanée, au moment où le courant est rompu.

Le mouvement du balancier n'étant pas uniforme, il a divisé le cadran de manière que les divisions correspondent à des temps égaux, soit à un millième de seconde.

Lorsqu'on veut faire une observation, on commence par amener l'aiguille-index des millièmes à zéro, à l'aide du verrou placé sur le côté de l'instrument; ensuite on introduit le courant électrique qui maintient le balancier immobile; ceci fait, on dégage l'aiguille-index en ramenant le verrou à sa place; il ne reste plus qu'à noter l'heure, les minutes, les secondes et cinquièmes de seconde et le chronomètre est prêt à fonctionner pour l'expérience. Le courant électrique est rompu au moment précis où l'observation commence, et est fermé quand elle prend fin.

Le chemin parcouru par les aiguilles pendant l'interruption du courant correspond exactement au temps écoulé. A ce propos, M. Schmidt fait remarquer que l'aiguille des secondes tombe sur les cinquièmes de $\frac{100}{1000}$ de seconde avant que l'index marque les $\frac{200}{1000}$ de seconde; mais ceci ne peut occasionner aucune erreur, vu qu'on a seulement à compter un cinquième de seconde au moins quand l'aiguille de millième se trouve entre 100 et 200. Le balancier faisant cinq tours par seconde, le cadran des millièmes est divisé en 200 parties dont chacune représente un millième.

M. Schmidt ne pense pas qu'il existe de chronomètre indiquant directement la même division du temps avec une si grande sécurité de réglage et d'une aussi longue durée.

Par sa simplicité, sa précision, sa dimension (il n'a que 75^{mm} de diamètre et 75^{mm} d'épaisseur), il est propre à des usages multiples.

M. Schmidt termine sa Communication en mesurant le temps de la chute d'un mobile tombant d'une hauteur de 20^{cm}, puis ensuite de 1^{mm} seulement.

M. Caspari constate que l'appareil de M. Schmidt est très ingénieux. Il y aura à voir en pratique si le dispositif adopté réalise et conserve l'oscillation rigoureusement égale à 360°, ce qui est le *postulatum*. C'est justement aux environs du point de vitesse nulle que l'approximation est la plus faible, ne pouvant être évaluée à mieux que $\frac{1}{100}$ de seconde; une très petite erreur sur l'amplitude aura donc une très grande influence sur l'estimation du temps. On sait d'ailleurs que la perturbation de l'isochronisme, due au choc de l'échappement, est d'autant plus appréciable que ce choc se produit plus loin du point mort, et qu'elle est maxima quand ce choc a lieu à l'extrémité de la course du balancier. Or, le dispositif régulateur produit un effet analogue à celui de l'échappement. Enfin, il ressort des discussions du Congrès de Chronométrie, et notamment des communications de

M. Nyrén, de Poulkova, qu'il est très difficile d'obtenir un régime d'amplitudes bien régulières, même avec un chronomètre de précision.

Par contre, l'inconvénient qu'on peut trouver à l'appareil de M. Schmidt, de n'être sensible qu'à environ $0^s,01$ près vers l'origine ou la fin de l'oscillation, n'est pas bien grave; on peut l'atténuer en employant, pour la mesure des intervalles, une méthode analogue à la réitération, et d'ailleurs cette durée semble être la limite de ce qui est physiologiquement perceptible. Il est clair que, pour certaines recherches très délicates, ce chronomètre ne peut remplacer les appareils chronographiques de précision dont dispose la Physique, mais il y a de nombreuses observations pour lesquelles sa simplicité pourra le faire recommander.

M. Dufet indique à la Société la méthode qu'il emploie pour déterminer l'orientation optique des cristaux tricliniques. Cette méthode repose essentiellement sur l'observation des axes optiques et des limites de réflexion totale, rendue possible dans le microscope polarisant qu'il a présenté, il y a quelques années, à la Société de Physique, par l'écartement relativement grand qui existe entre le polariseur et l'analyseur. La bissectrice des limites de réflexion totale donnant la position de la normale à une plaque déterminée cristallographiquement, on obtient ainsi, à quelques minutes près, l'angle des axes optiques avec cette normale, et par suite, avec trois observations, l'orientation complète du cristal.

On suppose connus l'indice moyen et l'angle des axes. M. Dufet montre comment avec son appareil on peut la déterminer exactement sur une plaque médiocrement orientée. Il donne, en terminant, l'application de la méthode à la détermination des constantes optiques du bichromate de potasse.

M. Bouasse présente un appareil imaginé par M. Mascart et construit par M. Werlein pour étudier la double réfraction produite par compression. Cet appareil permet simultanément de connaître les constantes mécaniques et optiques dans un cas particulièrement simple et qui suffit parfaitement aux comparaisons avec la théorie. On déduit, en effet, de la théorie de Neumann que, si on exerce sur un parallélépipède de verre une compression normale à deux des faces, il existe entre la différence de marche des deux composantes principales d'un faisceau traversant le prisme normalement à la compression et la différence des dilatations + ou — par unité de longueur, parallèlement et normalement à cette compression, un rapport de proportionnalité. Pour savoir dans quelles limites la théorie s'accorde avec l'expérience, il suffit de connaître une différence de marche et deux changements de longueur.

Sur un fort plateau de bronze repose un parallélépipède de verre maintenu par des cales de laiton; quatre glaces de verre sont fixées à un bâti léger de laiton par l'intermédiaire de montures analogues à celles des miroirs de Fresnel; deux de ces glaces sont de forme prismatique; on produira entre elles et le parallélépipède des anneaux de Newton; toute va-

riation d'épaisseur du bloc central est ainsi mise en évidence. Les deux autres glaces sont à faces parallèles; la face supérieure des parallélépipèdes qu'ils forment est polie, et l'on fait naître des anneaux de Newton entre ces faces et les bases des deux prismes rectangles de verre fixés au bloc central : ces anneaux sont vus par réflexion totale sur les prismes à travers le bloc et permettent de déterminer les variations de hauteur du parallélépipède.

Pour déterminer les constantes optiques, un large faisceau polarisé parallèle traverse les deux glaces à faces parallèles et tombe sur un prisme de quartz très mince, parallèle à l'axe d'angle très faible; c'est une sorte de compensateur de Babinet donnant une vingtaine de franges.

Tout cet appareil est placé entre les deux plateaux, l'un fixe, l'autre mobile, d'une petite presse hydraulique dont on a supprimé le mécanisme. La compression s'exerce très simplement par le moyen d'une sorte d'énorme casse-noisette qui permet de rapprocher les deux plateaux et d'exercer une compression facile à mesurer. Pour que les effets soient lents et continus, ils se produisent au moyen d'une corde portant une marmite de fer dans laquelle s'écoule du mercure; 10^{lit} de mercure produisent une compression totale de 1300^{kg}.

Au lieu de pointer, comme le faisait M. Fizeau, on préfère photographier les cinq systèmes de franges. On emploie la lumière d'un bunsen où l'on met du sel marin et des plaques orthochromatiques rendues isochromatiques par une formule de Vogel. Les clichés sont étudiés au microscope et l'on peut compter sur le centième de frange.

OUVRAGES REÇUS PAR LA SOCIÉTÉ

PENDANT L'ANNÉE 1890.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CX et CXI, 1890, in-4°.

Annales de Chimie et de Physique, 6e série, t. IX, X et XI, 1890, in-8°.

Annales télégraphiques, 3e série, t. XVII, année 1890, in-8°.

Bulletin de la Société philomathique de Paris, 7e série, t. XIII, 1889-1890, in-8°.

Bulletin de la Société des Ingénieurs civils, année 1890.

Mémoires et comptes rendus des travaux de la Société des Ingénieurs civils, 4e série, 43e année, janvier à décembre 1890.

L'Électricien, t. XIV, année 1890, in-8°.

Bulletin international de l'électricité, année 1890, in-4°.

La Revue industrielle, année 1890, in-4°.

Moniteur industriel, vol. XVII, année 1890, in-4°.

Revue internationale de l'Électricité et de ses applications, t. VII, 6e année, 1890, in-4°.

Bulletin de la Société française de Minéralogie, t. XIII, année 1890, in-8°.

Ministère de l'Instruction publique. — Revue des Travaux scientifiques, t. X, 1889, in-8°.

Journal de Physique, Chimie et Histoire naturelle élémentaires, publié par M. *A. Buguet*, 5e année, 1890, in-8°.

The Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society, vol. VI, in-8°.

Bulletin de la Société nationale d'encouragement pour l'Industrie nationale, t. IV, 4e série, 1890, in-4°.

Société nationale d'encouragement. Procès-verbaux des séances, année 1890.

Revue générale des Sciences pures et appliquées, publiées par M. *Louis Olivier*, 1re année, 1890, in-4°.

Memorias de la Sociedad cientifica « Antonio Alzate », t. III, 1889.

Proceedings of the Royal Society, vol. XLVII.

Philosophical Magazine, fifth series, vol. XXIX and XXX, 1890.

Annalen der Physik und Chemie, neue Folge, Band XXXIX à XL, 1890.

Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie, Band XIV, 1890.

Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles, 3e série, XXV, in-8°.

Journal de la Société physico-chimique de Saint-Pétersbourg, t. XXII, 1890.

Journal of the Institution of Electrical Engineers including original Communication on telegraphy and Electrical Science, vol. XIX, 1890.

The American Journal of Science, 3e série, vol. XXXIX et XL, 1890.

Proceedings of the Physical Society of London, vol. VIII et vol. IX, 1889.

Annales de l'École polytechnique de Delft, année 1890.

Die Fortschritte der Physik im Jahre 1883 und 1884, in-8°.

Bulletin de la Société internationale des Électriciens, année 1890, in-4°.

Proceedings of the Royal Society of Edinburg. In-8°.

Cronica cientifica, revista internacional de Ciencias, t. XIII, 1890.

Bulletin de la Société belge d'Électriciens; t. VI, année 1890.

The Electrician; vol. XXII et XXIV, 1890.

Annales de l'Institut météorologique de Roumanie; par M. *Stefan C. Hepitès*, t. III, 1887, in-4°.

Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie, année 1890, in-8°.

Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft zu Berlin im Jahre 1888. Berlin, G. Reimer, 1889, in-8°.

Proceedings and Transactions of the Nova Scotian Institute of natural Science of Halifax, Nova Scotia. Vol. VII; 1888-1889. Part III; in-8°.

Boletin mensual de l'Observatorio meteorologico del Colegio pio de Villa Colon. Montevideo, 1890; in-8°.

Société d'encouragement pour l'industrie nationale. Table des matières. Année 1890; in-4°.

Bulletin de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore, 2e série, t. I, nos 1 à 5; in-8°.

Sur le halo des lames épaisses, *ou halo photographique,* et les moyens de le faire disparaître; par M. *A. Cornu* (Extrait des *Comptes rendus,* 17 mars 1890); in-4°.

Sur la condensation de la vapeur d'eau dans les espaces capillaires; par M. *G. van der Mensbrugghe* (Extrait du *Bull. de l'Acad. R. de Belgique,* 3e série, t. XIX; 1890).

Zur Theorie und Konstruktion des elektrischen Läutewerkes und verwandter Apparate; von *V. Dvorak* (Extrait *Zeitsch. für Inst.* Feb. 1890); in-4°.

Ueber die Wirkung der Selbstinduction bei elektromagnetischen Stromunterbrechern; von *V. Dvorak* (Extrait *Rep. der Phys.;* 1889); in-4°.

Littérature latine et histoire du moyen âge : Instructions adressées par le Comité des travaux historiques et scientifiques aux correspondants du Ministère de l'Instruction publique et des Beaux-Arts; par M. *L. Delisle.* 1890; in-8°.

Sur la propagation du son à l'intérieur d'un tuyau cylindrique; par MM. *Violle* et *Vautier* (Extrait des *Ann. de Chim. et de Phys.*); in-8°.

Leçons sur l'électricité professées à l'Institut électrotechnique Montefiore, annexé à l'Université de Liège; par M. *Eric Gérard,* t. I et II. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; 2 vol. in-8°.

Sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés; par M. *E. Mathias.* Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; in-4°.

Mathematical and physical papers; by *Sir William Thomson.* Vol. II et III. Cambridge, at the University Press, 1884 et 1889; in-8°.

Sur la polarisation elliptique des rayons réfléchis et transmis par les lames métalliques minces; par M. *G. Meslin.* Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; in-4°.

Recherches sur la différence de potentiel au contact d'un métal et d'un liquide; par M. *G. Gouré de Villemontée.* Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1888; in-4°.

Traité d'Électricité et de Magnétisme, théorie et application. Cours professé à l'École supérieure de Télégraphie; par M. *A. Vaschy*. Paris, Baudry, 1890; 2 vol. in-8°.

Zur Theorie der Halbschattenpolarimeter; von *F. Lippich* (Extrait *Acad. de Wien*, Jul. 1890); in-8°.

Messungen an Accumulatoren verschiedener Systeme; von *Kopp*; in-8°.

Zur Photometrie der Himmelskörper. Dritter Jahresbericht der physikalischen Gesellschaft in Zürich für das Jahr 1889. Nebst zwei wissenschaftlichen Beilagen; von *Messerschmitt*. Zurich, A. Diggelman, 1890; br. in-8°.

Sur la propriété caractéristique de la surface commune à deux liquides soumis à leur affinité mutuelle. 1° Communication préliminaire; 2° deuxième Communication; par M. *G. van der Mensbrugghe* (Extrait du *Bull. de l'Ac. R. de Belgique*, t. XX, 1890). Bruxelles, Hayez, 1890; 2 br. in-8°.

Éclairage intensif et divisé par le gaz : lampes et becs gazo-multiples; par M. *A. Bandsept*. Bruxelles, Verteneuil, 1890; br. in-8°.

L'auréole photographique; par M. le Dr *Ad. Guebhard* (Extrait du *Monit. de la Photographie*, 1890). Paris, Mouillot, 1890; br. in-8°.

Étude relative aux générateurs multitubulaires; par M. *de Maupeou;* br. in-4°.

Note sur une forme rare de l'arc-en-ciel; par M. *Henri Dufour* (Extrait du *Bull. Soc. Vaud. Sc. Nat.*, t. XXIV, p. 100); in-8°.

Note sur un appareil simple pour la mesure de l'évaporation; par M. *Henri Dufour* (Extrait du *Bull. Soc. Vaud. Sc. Nat.*, t. XXV, p. 100); in-8°.

Transmission électrique de Domène (Isère); par M. *A. Hillairet;* in-8°.

Zur Geschichte der Lehre vom Sehen; von *E. Wiedemann* (*Ann. der Phys. und Chemie*, t. XXXIX, 1890); in-8°.

Inhalt eines Gefässes in verschiedenen Abständen vom Erdmittelpunkte, nach Al Khâzinî und Roger Baco; von *E. Wiedemann* (*Ann. der Phys. und Chemie*, t. XXXIX, 1890); in-8°.

Ueber das Sehen durch eine Kugel bei den Arabern; von *E. Wiedemann* (*Ann. der Phys. und Chem.*, t. XXXIX, 1890); in-8°.

Ueber das Licht der Sterne nach Ibn al Haitham; von *E. Wiedemann* (*Wochenschrift für Astronomie, Meteorologie und Geographie*, 1890; n° 17); in-8°.

La constitution moléculaire de l'eau sous les trois états physiques et les propriétés des gaz d'après une nouvelle hypothèse; par Mme *Clémence Royer* (Extrait de l'*Ass. pour l'av. des Sciences. Congrès de Paris*, 1889); in-8°.

Congrès international des Électriciens. Comptes rendus des travaux publiés par les soins de M. *Joubert*, rapporteur général. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; 1 vol. in-8°.

Étude théorique et expérimentale sur les machines à vapeur à détentes successives; par M. *Aimé Witz* (*Société industrielle du Nord de la France*). Lille, Danel, 1890; br. in-8°.

Le grain du glacier; par M. *Ed. Hagenbach* (*Arch. des Sciences Phys. et Nat.*, t. XXIII, n° 5, 1890); br. in-8°.

Étude sur le frottement des liquides; par M. *Maurice Couette*. Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; in-4°.

A Memoir on plane analytic Geometry; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1887); br. in-8°.

Solutions of some old questions; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Appendix to mathematical questions and solutions from the* Educational Times). Vol. XLIV et XLV; 2 br. in-8°.

Remarks on Monge's differential equation to all conics; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Proceedings of the Asiatic Society of Bengal*, 1888); in-8°.

On Monge's differential equation to all conics; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1887); br. in-8°.

The geometric interpretation of Monge's differential equation to all conics; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1889); br. in-8°.

On the differential equation of a trajectory; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1887); br. in-8°.

On the differential equation of all parabolas; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*); br. in-8°.

A general theorem on the differential equations of trajectories; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1888); br. in-8°.

Elliptic functions and mean values; by *Ausutosh Mukhopadhyay*, Part I and II (*Journal of the Asiatic Society of Bengal*, 1889); br. in-8°.

A Note on elliptic functions; by *Ausutosh Mukhopadhyay* (*The Quarterly Journal of pure and applied Mathematics*, 1886); br. in-8°.

Sur les ondulations électriques Hertziennes; par MM. *Ed. Sarasin* et *L. de la Rive* (*Archives des Sciences physiques et naturelles*, juin 1890); in-8°.

Recherches sur les électrolytes fondus; par M. *Lucien Poincaré*. Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; in-4°.

De la dilatation des gaz à des pressions inférieures à la pression atmosphérique; par M. *G. Melander*. Helsingfors, Lemelius, 1889; in-4°.

Essai d'une théorie mathématique de la lumière, de la chaleur, de l'émission et de l'absorption des radiations calorifiques et lumineuses. (Le potentiel θ, dilatation au point (x, y, z) de la chaleur, et le potentiel φ de l'électricité déduits de la théorie mathématique de l'élasticité); par M. *de Colnet d'Huart*. Luxembourg, V. Buck, 1890; br. in-8°.

Physical Memoirs selected and translated from foreign Sciences, under the direction of the Society Physical of London. Vol. I, Part III, 1890; in-8°.

Leçons sur l'électricité (électrostatique, pile, électricité atmosphérique), faites à la Sorbonne en 1888-89; par M. *H. Pellat*. Rédigées par J. Blondin. Paris, G. Carré, 1890; 1 vol. in-4°.

Les grands centres d'action de l'atmosphère. — Leur influence sur le temps, d'après M. L. Teisserenc de Bort; par M. *G. Raymond*. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1890; br. in-12.

Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. 6e Mémoire : Étude de divers corps appartenant à la série grasse; par MM. *Soret* et *Albert Rilliet* (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXIII, 1890); br. in-8°.

Sur la résonance multiple des ondulations électriques de M. Hertz se propageant le long des fils conducteurs; par MM. *Ed. Sarasin* et *L. de la Rive* (Extrait des *Arch. de Genève*, t. XXIII); in-8°.

L'arbre, la manivelle, la bielle et le volant. — Régularisation du mouvement et diminution du frottement dans les appareils à simple effet. — Dynamomètre de transmission pour les grandes vitesses; par M. *N.-J. Raffard*; in-4°.

Ueber die Electricitätsleitung der Gase; von M. *Th. Homén* (*Ann. der Phys. und Chemie*, t. XXXVIII, 1889).

Ueber die Electricitätsleitung der Gase; von *Theodor Homén*. 3e fasc., Helsingfors, 1886; in-4°.

Résonance multiple des ondulations électriques de M. Hertz; par M. *E. Sarasin* et *Lucien de la Rive* (*Comptes rendus de l'Ac.*; janvier 1890); in-4°.

Muller-Pouillet's Lehrbuch der Physik und Meteorologie; von *Leop. Pfaundler*, t. III, fasc. 1, 2, 3 (*Électricité*). Braunschweig, Fried Wieg und Söhne, 1888. 3 vol. in-8°; 1888-1890.

Ueber Stösse und Stosstöne zweier in demselben Körper erregten Schwingungsbewegungen; von *R. König* (Extrait des *Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1890); in-8°.

Ueber Klänge mit ungleichförmigen Wellen; von *R. König* (*Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1890); in-8°.

Ueber longitudinale fortschreitende Wellen im Glase; von *E. Mach* und *L. Mach* (Ext. *Akad. Wien*, t. XCVIII; 1889); in-4°.

Ueber die Interferenz der Schallwellen von grosser; von *E. Mach* und *L. Mach* (*Akad. Wien*, t. XCVIII, 1889); in-4°.

Weitere ballistisch-photographische Versuche; von *E. Mach* und *L. Mach* (*Akad. Wien*, t. XCVIII, 1889); in-4°.

Ueber die Schallgeschwindigk'eit beim scharfen Schuss nach von dem Krupp'schen Etablissement angestellten Versuchen; von *E. Mach* et *L. Mach* (*Akad. Wien*, t. XCVIII, 1889); in-4°.

Catalogue of the Scientific Books in the Library of the Royal Society of New South Wales. Part. I. General Catalogue. Sydney, White, 1889; in-8°.

Annuaire pour l'an 1890, publié par le Bureau des Longitudes. Paris, Gauthier-Villars et fils; in-12.

Ueber die Vorausberechnung der Verbrennungsoder Bildungswærme bei Knallgas und anderen Gasgemengen; par M. *Joseph Pœpper* (*Akad. Wien*, nov. 1889); in-8°.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

LISTE DES MEMBRES.

ANNÉE 1891.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, 44.

(1891.)

BUREAU.

MM. FRIEDEL, *Président.*
VIOLLE, *Vice-Président.*
PELLAT, *Secrétaire général.*
COLARDEAU, *Secrétaire.*
CURIE (P.), *Vice-Secrétaire.*
GAY (J.), *Archiviste-Trésorier.*

CONSEIL.

Membres résidants :		*Membres non résidants :*	
MM. BASSOT.	1889.	MM. MACÉ DE LÉPINAY (Marseille).	1889.
EIFFEL.		PFAUNDLER (Inspruch).	
NERVILLE (DE).		GUEBHARD (Nice).	
SARRAU.		WITZ (Lille).	
ARSONVAL (D').	1890.	DAMIEN (Lille).	1890.
BARON.		GUILLAUME (Zurich).	
CASPARI.		POLLARD (Brest).	
RENARD.		THOMPSON (S.P.) (Londres).	
BRILLOUIN.	1891.	GOUY (Lyon).	1891.
DEFFORGES.		HURION (Clermont-Ferrand).	
RIVIÈRE.		SARASIN (Genève).	
VIEILLE.		TEPLOFF (Saint-Pétersbourg).	

ANCIENS PRÉSIDENTS.

1873.	MM.	FIZEAU.
1874.		BERTIN.
1875.		JAMIN.
1876.		QUET.
1877.		BECQUEREL (Ed.).
1878.		BLAVIER.
1879.		BERTHELOT.
1880.		MASCART.
1881.		CORNU.
1882.		GERNEZ.
1883.		JANSSEN.
1884.		POTIER.
1885.		MAREY.
1886.		SEBERT.
1887.		WOLF.
1888.		ROMILLY (de).
1889.		MASCART.
1890.		MALLARD.

MM. JOUBERT, *Secrétaire général honoraire.*
MAURAT, *Trésorier-Archiviste honoraire.*

MEMBRES HONORAIRES (¹).

MM. **FIZEAU** (**A.-H.-L.**), Membre de l'Institut.
STOKES (**G.-G.**), Professeur à l'Université de Cambridge.
Sir WILLIAM THOMSON, F.R.S., Professeur à l'Université de Glasgow.
BELL (**Alex. Graham**), de Washington.
BERTHELOT (**M.**), Sénateur, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.
JANSSEN (**J.**), Membre de l'Institut.
BERTRAND (**J.**), Membre de l'Académie Française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

MEMBRES A VIE (²).

D'Abbadie, Membre de l'Institut, 120, rue du Bac.
Abria, professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.
* D'Almeida, Inspecteur général de l'Instruction publique, Secrétaire général de la Société.

(¹) *Membres honoraires décédés :*

MM. A. Becquerel.	1874-78.
V. Regnault.	1876-78.
Secchi.	1876-78.
Billet.	1876-82.
Plateau.	1880-83.
Jamin.	1882-86.
Edlund.	1884-88.
Broch.	1878-89.
Joule.	1878-89.
Hirn.	1890-90.
Ed. Becquerel.	1882-91.

Extrait des Statuts, Art. IV. — Le titre de Membre honoraire est conféré comme un hommage et une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'étranger.

Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil. Ils sont nommés par la Société à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.

Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.

Leur nombre est de dix au plus.

(²) Les Membres résidants ou non résidants sont libérés de toute cotisation moyennant un versement unique de 200 francs ou quatre versements de 50 francs pendant quatre années consécutives. Les sommes versées pour rachat des cotisations sont placées en valeurs garanties par l'État et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. (Statuts, Art. III, dernier paragraphe.)

(*) Membres décédés.

MM. Alvergniat, Constructeur d'instruments de physique, 10, rue de la Sorbonne.

Angot, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.

Arnoux (René), Ingénieur civil, 16, rue de Berlin.

Baille, Répétiteur à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf.

Baume Pluvinel (Comte de la), 7, rue de la Baume.

Bardy, Directeur du Laboratoire central des Contributions indirectes, 26, rue du Général-Foy.

Bandsept, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles.

Baron, Directeur au Ministère des Postes et des Télégraphes, 64, rue Madame.

Berthelot, Sénateur, Membre de l'Institut, 3, rue Mazarine.

Bischoffsheim (Raphaël-Louis), 3, rue Taitbout.

* Blavier, Inspecteur général des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

Blondlot, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.

Boitel, Professeur au Lycée Lakanal, 3, rue Soufflot.

Bordet (Lucien), Inspecteur des Finances, ancien élève de l'École Polytechnique, 181, boulevard Saint-Germain.

Bouty, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.

* Bréguet (Antoine), ancien élève de l'École Polytechnique.

Brewer, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain.

Brillouin, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 23, rue de Sèvres.

* Brion, Professeur de physique.

Brisse (Ch.), Répétiteur à l'École Polytechnique, 18, rue Vauquelin.

Buchin, 11, rue Roland, à Bordeaux.

* Cabanellas, Ingénieur électricien.

Cadot, Professeur au Lycée de Bourges.

Carpentier, ancien élève de l'École Polytechnique, constructeur d'instruments de physique, 34, rue du Luxembourg.

Caspari, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac.

Chaves (Antonio Ribeiro), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

Chervet, Professeur au Lycée Saint-Louis, 18, rue Nicole.

Colardeau (Emmanuel), Professeur au Collège Rollin, 25, rue Saint-Vincent-de-Paul.

Compagnie des Chemins de fer du Midi, 54, boulevard Haussmann.

Compagnie des Salins du Midi, 84, rue de la Victoire.

Cornu, Membre de l'Institut, 9, rue de Grenelle.

Defforges (le Commandant G.), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de Latour-Maubourg.

MM. Dollfus (Eugène), Chimiste fabricant d'indiennes, 32, rue d'Altkirch, à Mulhouse.

* Duboscq (Jules), Constructeur d'instruments de Physique.

Duclaux, Membre de l'Institut, Professeur à l'Institut agronomique, 15, rue Malebranche.

Duclos, ancien Directeur d'École normale à Cérisols, par Sainte-Croix de Volvestre (Ariège).

Dufet, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 130, boulevard du Montparnasse.

Dumoulin-Froment, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

Dybowski, Professeur au Lycée Charlemagne, 16, rue Rottembourg.

Engel, Professeur à l'École Centrale, 50, rue d'Assas.

Fernet, Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue de Médicis.

Fontaine (Hippolyte), Ingénieur électricien, 15, rue Drouot.

Foussereau, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 56, boulevard de Port-Royal.

Friedel, membre de l'Institut, 9, rue Michelet.

Gariel (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 39, rue Jouffroy.

Gauthier-Villars, Libraire-Éditeur, 55, quai des Grands-Augustins.

Gernez, Maître de conférences à l'École Normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.

Godard (Léon), Docteur ès sciences, 82, boulevard Saint-Germain.

Godefroy (l'abbé), Professeur de Chimie à l'Institut catholique, 5, avenue d'Orléans.

Godron (H.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 18, rue du Vieux-Colombier.

* Gotendorf (Silvanus), 39, rue de Clichy.

Gray (Robert Kaye), Ingénieur électricien de l'India Rubber, Gutta and telegraph works C° limited, à Londres.

Grosseteste (William), Ingénieur, 11, rue des Tanneurs, Mulhouse.

Grouvelle, Ingénieur, professeur à l'École Centrale, 26, rue des Écoles.

Guébhard, Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, Villa Mendiguren, à Nice.

Hugo (Comte Léopold), 14, rue des Saints-Pères.

* Jamin, Membre de l'Institut.

Javal, Député, Directeur du laboratoire d'Ophtalmologie à la Sorbonne, 58, rue de Grenelle.

* Jennesson, Ancien Principal à Xivry-le-Franc (Meurthe-et-Moselle).

Jénot, Professeur au Collège Rollin, 17, rue Caulaincourt.

Joly, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 57, rue Claude-Bernard.

Joubert, Inspecteur de l'Académie de Paris, 67, rue Violet.

Koechlin (Horace), Chimiste, fabricant d'indiennes, à Lœrrach (Baden).

MM. Laurent (Léon), Constructeur d'instruments d'optique, 21, rue de l'Odéon.

Leblanc, ancien Élève de l'École Polytechnique, 63, allée du Jardin Anglais, au Raincy.

Le Chatelier (André), Ingénieur des constructions navales, 25, cours Gambetta, à Lyon.

Le Chatelier (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

Le Cordier (Paul), chargé d'un Cours à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

Leduc, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 136, rue d'Assas.

Lemoine (E.), Ancien élève de l'École Polytechnique, 5, rue Littré.

Lemonnier, ancien élève de l'École Polytechnique, 45, rue de Saint-Pétersbourg.

Lemström (Selim), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).

Leroy, Professeur au Lycée de Vanves, 4, rue de la Grande-Chaumière.

Lespiault, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Létang (Paul), 36, boulevard Saint-Michel.

Lippmann, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

Lyon (Gustave), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart.

Mallard, Membre de l'Institut, Ingénieur en Chef des Mines, Professeur de Minéralogie à l'Ecole des Mines, 11, rue de Médicis.

Maneuvrier, Agrégé de l'Université, Sous-Directeur du Laboratoire des recherches à la Sorbonne, 54, rue Notre-Dame-des-Champs.

Martin (Ch.), rue de Bonneval, à Chartres.

Mascart, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 176, rue de l'Université.

Masson (G.), Libraire-Editeur, 120, boulevard Saint-Germain.

Maurat, Professeur honoraire au Lycée Saint-Louis, à Rochecorbon (Indre-et-Loire).

Menier (Henri), 8, rue de Vigny.

Meslin, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Montpellier.

* Meyer (Bernard), Ingénieur des Télégraphes.

Molteni, Ingénieur-Constructeur, 44, rue du Château-d'Eau.

* Moncel (comte du), Membre de l'Institut.

Montefiore (Lévi), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, à Liège.

Muirhead (Dr Alexandre F. C. S.), 3, Elm Court, Temple E. C. Londres.

Nerville (de), Ingénieur des Télégraphes, 116, boulevard Haussmann.

* Niaudet, Ingénieur civil.

MM. Ogier (Jules), Docteur ès Sciences, Chef du laboratoire de Toxicologie, 1, quai d'Orsay.

Ollivier (A.), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.

Palmade, Professeur au lycée de Nîmes.

Pavlidès (Démosthènes), Docteur en Médecine, 14, rue Cadet.

Pellat, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.

Pérard (L.), Professeur à l'Université, 101, rue Saint-Esprit, Liège (Belgique).

* Pérot, Dessinateur et Graveur.

Poincaré, Inspecteur général des Ponts et Chaussées, 4, carrefour de l'Odéon.

Potier, Ingénieur en chef des mines, Professeur à l'École Polytechnique, 89, boulevard Saint-Michel.

Poussin (Alexandre), Ingénieur, au château de La Houblonnière, par Lisieux.

Pupin, Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.

Puyfontaine (Comte de), 34, avenue Friedland.

Raffard (N.-J.), Ingénieur, 5, avenue d'Orléans.

Raymond, Ingénieur des Constructions navales à Toulon.

* Raynaud, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

Rigout, Préparateur de Chimie à l'École Nationale des Mines.

Rivière, Professeur au Lycée Saint-Louis, 17, rue Gay-Lussac.

Rodde (Ferd.), 3, cité Magenta.

Rodde (Léon), rua do Ouvidor, 107, à Rio de Janeiro (Brésil).

Rodocanachi (Emmanuel), 8, avenue Hoche.

Roger, Chef d'institution honoraire, 161, rue Saint-Jacques.

Romilly (de), 8, rue de Madrid.

Sainte-Claire Deville (Emile), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 9, rue Brémontier.

* Sainte-Claire Deville (Henri), Membre de l'Institut.

Salet, Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 120, boul. Saint-Germain.

Schwedoff, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

Sebert, Général d'Artillerie de Marine, 13, rue de la Cerisaie.

Seligmann-Lui, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

* Spottiswoode (W.), Président de la Société royale de Londres.

Strauss, Capitaine du Génie, attaché au Dépôt des fortifications, 8, rue Saint-Dominique.

Teploff, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimirskaïa, 15, Maison Friederichs, Saint-Pétersbourg.

* Terquem, Professeur à la Faculté des Sciences, à Lille.

* Thollon, Physicien à l'Observatoire de Nice.

Touanne (de la), Ingénieur des Télégraphes, 13, rue Soufflot.

MM. Tuleu, Ingénieur, 58, rue Hauteville.

* Van den Kerchove, Sénateur, Gand (Belgique).

Vaschy, Ingénieur des télégraphes, répétiteur à l'École Polytechnique, 68, avenue Bosquet.

Vautier (Théodore), Chargé des Conférences de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.

Verrier (Gabriel), Ingénieur électricien, ancien élève diplômé de l'École Centrale et de l'École supérieure de Télégraphie, 13, boulevard Saint-Germain.

Villiers (Antoine), agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.

Violle, Maître de Conférences à l'Ecole Normale supérieure, 89, boulevard Saint-Michel.

Wallon (E.), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 24, rue de Saint-Pétersbourg.

* Warren de la Rue, Correspondant de l'Institut.

Weiss, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 119, boulevard Saint-Germain.

Weyher, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de machines, 36, rue Ampère.

Wyrouboff, Docteur ès Sciences, 141, rue de Rennes.

Appert (Louis), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, 34, rue des Chasses, Clichy.

Babinski, Ingénieur civil des Mines, 54, rue Bonaparte.

Benoit (René), Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

Bienaymé, Directeur du matériel au Ministère de la Marine, 74, rue de Rennes.

Blondel, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 2, boulevard Raspail.

Blondin, Professeur au Lycée, 5, rue François-Caviole, à Cahors.

Bourgeois (Léon), Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, rue du Cardinal-Lemoine.

Broca (André), Ancien élève de l'École Polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 211, boulevard Saint-Germain.

Brunhes (Bernard), Agrégé-préparateur à la Faculté des Sciences, 61, rue Claude-Bernard.

Cailho, Ingénieur des Télégraphes, à Montpellier.

Carvallo, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, 19, villa Saïd.

Chabaud (Victor), Constructeur d'instruments de précision, 12, rue de la Sorbonne.

Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille.

MM. Chautard, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille, au Château de la Chapelle, par Croissanville (Calvados).

Claverie, Censeur du Lycée Lakanal, à Sceaux.

Contal, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

Culmann, Docteur ès Sciences, attaché à la maison Bréguet, 39, quai de l'Horloge.

Curie (Pierre), Préparateur de Physique à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 13, rue des Sablons, à Sceaux.

Dambier, Professeur au Collège Stanislas, 16, rue du Luxembourg.

Favé, Ingénieur hydrographe de la Marine, 82, rue de l'Université.

Gall (Henry), Directeur de l'Usine de produits chimiques, à Villers, par Hermes (Oise).

Gayon, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 41, rue Permentale, Bordeaux.

Gérard (Anatole), Ingénieur-Electricien, 16, rue des Grandes-Carrières.

Goloubitzky, Collaborateur de la Société des amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

Gouré de Villemontée, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy.

Gramont (Armand de), Licencié ès Sciences, 81, rue de Lille.

Infreville (Georges d'), Électricien de la *Western Union Telegraph*, Expert de la *National Bell Telephone Co*, 110, Liberty Street, à New-York (États-Unis).

Janet (Paul), Professeur à la Faculté des Sciences, 17, rue Lesdiguières, à Grenoble.

Lechat, Professeur honoraire de Physique au Lycée Louis-le-Grand, 181, rue de Courcelles.

Le Chatelier (Henry), Ingénieur des Mines, Professeur de Chimie générale à l'École des Mines, 73, rue Notre-Dame-des-Champs.

Limb, Ingénieur, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 1, rue Saint-Sulpice.

Mach (Dr E.), Professeur de Physique à l'Université de Prague, (Autriche).

Moser (Dr James), Privat Docent à l'Université, VIII, Laudongasse, 43, à Vienne (Autriche).

Picou, Ingénieur des Arts et Manufactures, 75, avenue de la Grande-Armée.

Poincaré (Lucien), Agrégé, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

Rebouis, Professeur au Collège Stanislas, 23, rue Claude-Bernard.

Renault, Licencié ès Sciences physiques, 25, rue Brezin.

Ribière (Charles), Ingénieur des ponts et chaussées attaché au service des phares, 6, rue Bizet.

Serpollet, Ingénieur, 27, rue des Cloys.

Street (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 71, rue Treilhard.

Thouvenel, Professeur au Lycée Buffon, 100, rue de Rennes.

Wunschendorff, Ingénieur des Télégraphes, 92, rue de Rennes.

LISTE DES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ.

MM.

ABBADIE (d'), Membre de l'Institut, 120, rue du Bac.

ABDANK-ABAKANOWICZ, Ingénieur, 92, quai du Parc, à Saint-Maur.

ABOILARD (Louis), Constructeur de lampes à incandescence, 7, rue Bleue.

ABRAHAM, Agrégé Préparateur de Physique à l'École Normale supérieure.

ABRIA, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 15, quai Bacalan, à Bordeaux.

ADAM, Professeur au Lycée de Châteauroux.

ALBERT (Fernand), Professeur au Collège de Pontoise.

ALEXÉEFF, Vice-Président de la Section d'Électricité de la Société impériale polytechnique de Russie, à Saint-Pétersbourg (Russie).

ALLUARD, Correspondant de l'Institut, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 22 *bis*, place de Jaude, Clermont-Ferrand.

ALVERGNIAT, Constr. d'instruments de Physique, 10, rue de la Sorbonne.

AMAGAT, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté catholique des Sciences, 25, rue du Plat, à Lyon.

ANDRÉ (Ch.), Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon.

ANGOT, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.

ANTHONISSEN (Joseph), 21, rue Hauteville.

APPERT (Louis), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, 34, rue des Chasses, à Clichy.

ARCHAMBAULT (J.), Professeur en retraite, 9, boulevard du Temple.

ARGYROPOULOS, Professeur de Physique à Athènes (Grèce).

ARMAGNAT, Ingénieur, 20, rue Delambre.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 16, rue de Berlin.

ARNOYE, Professeur au Lycée de Montauban.

ARSONVAL (Dr d'), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur suppléant au Collège de France, 28, avenue de l'Observatoire.

ARTH, Chargé d'un Cours de Chimie industrielle à la Faculté des Sciences de Nancy.

ARTHAUD, Chef des travaux histologiques au Laboratoire de Physiologie générale du Muséum, 8 *bis*, rue Claude-Bernard.

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 3, rue des Batignolles.

AUDIBERT, Professeur au Collège de Béziers.

AYLMER (John), Ingénieur, 4, rue de Naples.

AYMONNET, Professeur de Physique, 38, boulevard d'Italie.

BABINSKI, Ingénieur civil des Mines, 54, rue Bonaparte.

BABLON, 42, rue Boulard.

MM.

BAGNERIS (Dr **Eugène**), Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, 12, rue Grue, à Reims.

BAILLAUD, Directeur de l'Observatoire de Toulouse.

BAILLE, Répétiteur à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf.

BAILLY, Professeur au Lycée de Pau.

BANDSEPT, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles (Belgique).

BANET-RIVET, Professeur au Lycée Charlemagne.

BARBIER (**Paul**), Ingénieur, 39, rue de l'Arcade.

BARDEL, Libraire, à Évreux.

BARDY, Directeur du laboratoire central de l'Administration des Contributions indirectes, 26, rue du Général-Foy.

BARON, Directeur à l'Administration des Postes et Télégraphes, 64, rue Madame.

BARRAUD (**Ph.**), Docteur en Médecine, 50, rue Saint-Placide.

BARY (**Paul**), Ingénieur électricien, 4 *bis*, rue Vicq-d'Azir.

BASSOT, Lieutenant-Colonel du Génie, Chef de la Section de Géodésie au Service géographique de l'armée, 140, rue de Grenelle.

BAUDOT, Inspecteur-Ingénieur des lignes télégraphiques, 6, rue Mayet.

BAUME PLUVINEL (**Comte Aymar de la**), 7, rue de La Baume.

BEAULARD, Professeur au Lycée, 12, avenue Victor Hugo, à Aix.

BÉCORDEL (**H. de**), Receveur principal à Grasse.

BECQUEREL (**Henri**), Membre de l'Institut, Répétiteur à l'École Polytechnique, 21, boulevard Saint-Germain.

BÉDOREZ, Inspecteur d'Académie, 15, quai du Foix, à Blois.

BEDOS (**Ph.**), Professeur au Lycée, 19, boulevard du Canal, à Carcassonne.

BEGHIN (**Auguste**), Professeur à l'École nationale des Arts industriels, 20, rue Vauban, à Roubaix.

BELL (**Alexander Graham**), 95, Scott Circle, Washington D. C. (U. S. A).

BELLATI (**Manfredo**), Professeur de Physique technique à l'École des Ingénieurs, à l'Université de Padoue (Italie).

BENAVENTE Y MONTALVO (**Antonio**), Ancien professeur de Physique au Collège de Rioseco, Directeur du Collège de Villada, Province de Palentia (Espagne).

BENAVIDES (**Francisco da Fonseca**), Professeur à l'Institut industriel de Lisbonne (Portugal).

BENOIT (**René**), Docteur ès sciences, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, Sèvres.

BERGER (**Georges**), Député, Directeur général de l'exploitation de l'Exposition universelle de 1889, 8, rue Legendre.

BERGERON (**J.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Préparateur de Géologie à la Faculté des Sciences, 157, boulevard Haussmann.

BERGET (**Alphonse**), Docteur ès sciences attaché au laboratoire des recherches physiques à la Sorbonne, 14, avenue des Gobelins.

BERGON, Ancien Directeur au Ministère des Postes et des Télégraphes, 56, rue Madame.

MM.

BERGONIÉ (Dr), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine, 27, rue Gouvion, à Bordeaux.

BERNARD (**Alfred**), Professeur au Lycée de Périgueux.

BERSON, Professeur à la Faculté des Sciences, 3, avenue Frisac, à Toulouse.

BERTHELOT, Sénateur, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 3, rue Mazarine.

BERTIN-SANS, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier.

BERTRAND (**J.**), Membre de l'Académie Française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 4, rue de Tournon.

BERTRAND (**A.-L.**), Capitaine du Génie, attaché à la Section technique du Génie au Ministère de la Guerre, 10, rue Saint-Dominique.

BESANÇON (**M.-J.**), Professeur à l'École Turgot, 15, quai de Valmy.

BESOMBES (**Noël**), Inspecteur des postes et télégraphes, 2, place Saint-Michel, à Marseille.

BESSON (**Léon**), Ancien Officier de Marine, 6, rue Aubert.

BEZODIS, Professeur au Lycée Henri IV, 9 *bis*, rue Le Goff.

BIBLIOTHÈQUE DES FACULTÉS, à Caen.

BIBLIOTHÈQUE ROYALE DE BERLIN.

BICHAT, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, 1 *bis*, rue des Jardiniers.

BIDAUX (**Maurice**), Pharmacien de 1re classe, à Chaville.

BIENAYMÉ, Directeur du matériel au Ministère de la marine, 74, rue de Rennes.

BISCHOFFSHEIM (**Raphaël-Louis**), 3, rue Taitbout.

BJERKNES (**Vilhelm**), au Laboratoire de Physique de l'Université de Bonn (Allemagne).

BLOCH (**Salvator**), Professeur au Lycée de Clermont-Ferrand.

BLONAY (**Roger de**), 23, rue Larochefoucauld.

BLONDEL, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 2, boulevard Raspail.

BLONDIN, Professeur au Lycée, 5, rue François Caviole, à Cahors.

BLONDLOT (**R.**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.

BOBILEFF, Professeur de Mécanique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOITEL, Professeur au Lycée Lakanal, 3, rue Soufflot.

BONAPARTE (**Prince Roland**), 22, Cours la Reine.

BONAVITA, Professeur au Lycée de Bastia.

BONIOL, Professeur de Mathématiques, 108, rue des Ternes.

BONTEMS (**Emile**), Adjoint à l'Intendance militaire, à Belfort.

BONVALOT, Ingénieur-Constructeur d'Instruments de précision, 1, place Saint-Jean, à Dijon.

BORDET (**Lucien**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Inspecteur des Finances, 181, boulevard Saint-Germain.

MM.

BOREL, Docteur en Médecine, à Puy-Saint-Martin (Drôme).

BORGMANN, Privat-docent à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOUANT, Professeur au Lycée Charlemagne, 20, rue Monsieur-le-Prince.

BOUASSE (**Henri**), Agrégé-Préparateur de Physique au Collège de France, 119, boulevard Saint-Michel.

BOUCHER (**Ch.**), Préfet des Études au Collège Chaptal, 45, boulevard des Batignolles.

BOUDET DE PÂRIS (le Dr **M.**), ancien Interne des hôpitaux, 4, rue de l'Isly.

BOUDRÉAUX, Conservateur des collections de Physique à l'École Polytechnique, 5, place Jussieu.

BOULANGER, Commandant du Génie, Attaché au Dépôt des fortifications, 4, rue d'Alençon.

BOULARD, Ingénieur, 13, rue Vavin.

BOURGEOIS (**Léon**), Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, rue du Cardinal-Lemoine.

BOURRUT-DUVIVIER, Professeur à l'École Navale, 89, rue de Siam, à Brest.

BOUSQUET (**E.**), Directeur de l'École normale de Nice.

BOUTAN, Inspecteur général de l'Instruction publique, 172, boul. Voltaire.

BOUTET DE MONVEL, Professeur en retraite, 5, rue des Pyramides.

BOUTY, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.

BOVY (**Hugues**), Ingénieur-Électricien à Bellegarde (Ain).

BRACHET, Ingénieur, 2, rue d'Égypte, à Lyon.

BRANLY (**E.**), Professeur à l'Ecole libre des hautes études scientifiques et littéraires, 42, avenue de Breteuil.

BRANVILLE (**de**), Ingénieur civil, constructeur d'appareils électriques, 25, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève.

BREWER (**William J.**), Constructeur d'instruments pour les sciences, 76, boul. Saint-Germain.

BRIEU (**Georges**), Professeur à l'École Normale, 12, rue des Forgerons, à Périgueux.

BRILLOUIN (**Marcel**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 23, rue de Sèvres.

BRISAC, Ingénieur de l'éclairage à la Compagnie Parisienne du gaz, 7 *bis*, rue de l'Aqueduc.

BRISSE, Répétiteur à l'École Polytechnique, 18, rue Vauquelin.

BROCA (**André**), ancien élève de l'École Polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 211, boulevard Saint-Germain.

BROWNE (**H.-V.**), Représentant de la compagnie Direct Spanish Telegraph, à Barcelone (Espagne).

BRUNHES (**Julien**), Professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.

BRUNHES (**Bernard**), Agrégé-Préparateur à la Faculté des Sciences, 61, rue Claude-Bernard.

BRUNNER, Constructeur d'instruments de précision, 159, rue de Vaugirard.

BUCHIN, 11, rue Rolland, à Bordeaux.

MM.

BUDDE (Dr), Rédacteur au *Fortschritte*, Lessingstrasse, à Berlin.

BUGUET (**Abel**), Professeur au Prytanée Militaire, 75 *bis*, rue de l'Hôtel-de-Ville, à La Flèche.

BUISSON (**Maxime**), Chimiste, rue Saint-Thomas, à Évreux.

CADIAT, Ingénieur, 62, rue des Tournelles.

CADOT, Professeur au Lycée de Bourges.

CAEL, Directeur-Ingénieur des Télégraphes, 31, rue Saint-Guillaume.

CAILHO, Ingénieur des Télégraphes, à Montpellier.

CAILLETET, Membre de l'Institut, à Châtillon-sur-Seine, et 75, boulevard Saint-Michel.

CAILLOL DE PONCY, Professeur à l'École de Médecine, 8, rue Clapier, à Marseille.

CALMETTE, Professeur au prytanée militaire de la Flèche.

CANCE, Ingénieur électricien, 9, rue de Rocroy.

CARPENTIER, ancien Élève de l'École Polytechnique, constructeur d'instruments de physique, 34, rue du Luxembourg.

CARIMEY, Professeur au Lycée de Besançon.

CARVALLO, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, 19, villa Saïd.

CASALONGA, Ingénieur civil, 11, rue des Déchargeurs.

CASPARI, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac.

CAURO (**Joseph**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 6, rue Berthollet.

CAVAILLÉ-COLL, Facteur d'orgues, 15, avenue du Maine.

CAVIALE, Professeur de Physique à l'École Normale de Versailles, boulevard de Lesseps, à Versailles.

CAVAILLÈS, Préparateur de Physique au Lycée de Nice.

CAZES, Maître répétiteur au Lycée Saint-Louis.

CHABAUD (**Victor**), Constructeur d'Instruments de précision, 12, rue de la Sorbonne.

CHABERT (**Léon**), Ingénieur électricien, 2, rue de Lisbonne.

CHABRERIE, Principal du Collège de Treignac (Corrèze).

CHABRIÉ (**Camille**), Docteur ès Sciences, 9, avenue de Saxe.

CHABRY (Dr **L.**), Docteur ès sciences, 182, boulevard Saint-Germain.

CHAMAND (**Joseph**), Chef de bataillon au 46e territorial, Nancy.

CHAMANTOFF (**Nicolas**), Préparateur au cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

CHAMBERT (**Paul**), rue de la Manufacture, à Châteauroux.

CHANCEL (**Félix**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille.

CHAPERON (**Georges**), Ingénieur civil des Mines, Répétiteur à l'Ecole Polytechnique.

CHAPPUIS (**James**), Professeur à l'École centrale, 5, rue des Beaux-Arts.

CHAPPUIS (**Pierre**), attaché au Bureau International des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

MM.

CHAPUY (**Paul**), Ingénieur des Mines, à Lille.

CHARDONNET (**le comte de**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, place de l'État-Major, à Besançon, et 43, rue Cambon, à Paris.

CHARTRAND, Docteur en Médecine, Professeur à l'Université de Montréal (Canada) et 11, place du Panthéon, à Paris.

CHASSAGNY, Agrégé-Préparateur à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm.

CHATELAIN (**Michel**), 10, Bolschaja Masterskaja, à St-Pétersbourg (Russie).

CHAUSSEGROS, Ingénieur, chef de traction au chemin de fer, 3, place Jussieu.

CHAUTARD, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille, au Château de la Chapelle, par Croissanville (Calvados).

CHAUVEAU, ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau Central, 54, rue de Verneuil.

CHAUVIN, Maître de conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse.

CHAVES (**Antonio Ribeiro**), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

CHERVET, Professeur au Lycée Saint-Louis, 18, rue Nicole.

CHIBOUT, Ingénieur, Constructeur d'appareils de chauffage, 36, rue Notre-Dame-des-Champs.

CHISTONI (**CIRO**), Professeur à l'Université de Modène (Italie).

CIVIALE (**A.**), 2, rue de la Tour-des-Dames.

CLAVEAU, Professeur au Lycée de Vesoul.

CLAVERIE, Censeur du Lycée Lakanal, à Sceaux.

COLARDEAU (**P.**), Professeur au Lycée de Lille.

COLARDEAU (**Emmanuel**), Professeur au Collège Rollin, 25, rue Saint-Vincent-de-Paul.

COLLEY (**Robert**), Professeur de Physique à l'Académie agronomique de Petrowskoyé, près Moscou (Russie).

COLLOT (**Armand**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'Instruments de précision, 8, boulevard Edgard-Quinet.

COLNET D'HUART (**de**), Membre de l'Académie Royale de Belgique, ancien Directeur des finances du Grand-Duché de Luxembourg, à Luxembourg.

COLNET D'HUART (**François de**), Docteur ès Sciences, Professeur à l'Athénée, avenue Reinsheim à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

COLSON (**R.**), Capitaine du Génie, 66, rue de la Pompe.

COMBES (**A.**), Docteur ès sciences, Ancien élève de l'École Polytechnique, 14, rue du Val-de-Grâce.

COMBES (**Charles**), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles, 141, boulevard Montparnasse.

COMBET (**Candide**), Professeur au Collège de Pontarlier.

COMBETTE, Inspecteur de l'Académie de Paris, 63, rue Claude-Bernard.

COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI, 54, boulevard Haussmann.

COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI, 84, rue de la Victoire.

CONTAL, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

CORNU, Membre de l'Institut, 9, rue de Grenelle.

CORVISY (**A.**), Professeur au Lycée, 75, rue Carnot, à Saint-Omer.

MM.

COUETTE (**Maurice**), Docteur ès Sciences, Professeur à la Faculté libre, 26, rue Appert, Angers.

COUPIER, à Saint-Denis-Hors, par Amboise.

COURQUIN (**l'abbé**), Professeur de filature à l'École industrielle, à Tourcoing.

COURTOY, Professeur à l'École vétérinaire, 47, rue Bara, à Bruxelles.

CROIX (**Victor**), Professeur au Collège communal, à Saint-Amand-les-Eaux (Nord).

CROVA, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 14, rue du Carré-du-Roi, Montpellier.

CUÉNOD, Ingénieur électricien, 10, boulevard Voltaire, à Genève.

CULMANN, Docteur ès sciences, attaché à la maison Bréguet, 39, quai de l'Horloge.

CURIE (**Pierre**), Préparateur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 13, rue des Sablons, à Fontenay-aux-Roses.

DAGUENET, Professeur au Lycée, 8, rue Montbauron, à Versailles.

DALMAU, Ingénieur, 9, Rambla del Centro, à Barcelone (Espagne).

DAMBIER, Professeur au Collège Stanislas, 16, rue du Luxembourg.

DAMIEN, Professeur à la Faculté des Sciences, à Lille, 49, rue Brûle-Maison.

DAVID (**André**), rue Buisson, à Saint-Étienne.

DEDET (**François**), Professeur honoraire de Physique, à Albi.

DEFFORGES (le Commandant **G.**), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de Latour-Maubourg.

DÉGOSSES, Professeur au Collège de Morlaix.

DELATTRE (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 20, rue Saint-Georges.

DELAURIER, Ingénieur, 77, rue Daguerre.

DELEBECQUE, Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Thonon.

DELEUIL, Constructeur d'instruments de Physique, 42, rue des Fourneaux.

DELEVEAU, Professeur au Lycée, 39, rue de Lodi, à Marseille.

DEMERLIAC, Professeur au Lycée de Caen.

DEMICHEL, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 24, rue Pavée-au-Marais.

DEPREZ (**Marcel**), Membre de l'Institut, 30, rue des Binelles, à Sèvres.

DESLANDES, ancien Officier de marine, 20, rue Larochefoucauld.

DESLANDRES, ancien Élève de l'École Polytechnique, 43, rue de Rennes.

DESPRATS (**André**), Principal du Collège de Villefranche-sur-Saône (Rhône).

DESROZIERS, Ingénieur civil des Mines, 74, rue Condorcet.

DETAILLE (**Charles**), Professeur au Lycée de Saint-Brieuc.

DEVAUX, Professeur au Lycée de Lorient.

DEVAUX (**Henri**), Docteur ès sciences, 33, rue Linné.

D'HENRY (**Louis**), 6, boulevard de Port-Royal.

DIDIER (**P.**), Examinateur à l'École spéciale militaire de Saint-Cyr, 8, rue Gay-Lussac.

MM.

DIETRICH (**Ch.**), Dessinateur et graveur, 3, rue Hautefeuille.

DIERMAN (**William**), Ingénieur électricien, Directeur de la Société anonyme belge pour l'éclairage et la transmission électrique à grande distance, 286, rue Rogier, à Bruxelles (Belgique).

DINI, Ingénieur de la Maison Dumoulin-Froment, 49, rue Saint-Placide.

DOIGNON (**L.**), Ingénieur, 51, rue du Four.

DOLLFUS (**Eugène**), Chimiste, fabricant d'indiennes, 32, rue d'Altkirch, à Mulhouse (Alsace).

DONGIER, Professeur au Lycée de Foix.

DOUCEUR, Directeur des postes et télégraphes, retraité, 42, rue Jouffroy.

DRINCOURT, Professeur au Collège Rollin, 59, rue des Martyrs.

DROUIN (**Félix**), à Maupertuis, par Saints.

DUBOIS, Professeur au Lycée, 31, rue Cosette, à Amiens.

DUBOSCQ (**Albert**), Constructeur d'instruments d'Optique et de Précision, 55, rue Saint-Jacques.

DUCHEMIN, Ingénieur, 37, boulevard de la Tour-Maubourg.

DUCLAUX, Professeur à l'Institut agronomique, 35 *ter*, rue de Fleurus.

DUCLOS, Ancien Directeur d'École normale, à Cerisols, par Sainte-Croix-de-Volvestre (Ariège).

DUCOMET, Ingénieur, 20, rue des Petits-Hôtels.

DUCRETET, Constructeur d'instruments de Physique, 75, rue Claude-Bernard.

DUFET, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 130, boulevard Montparnasse.

DUFOUR (**Henri**), Professeur de Physique à l'Université La Casita, à Lausanne (Suisse).

DUHEM (**P.**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 78, rue Caumartin, à Lille.

DUMOULIN-FROMENT, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

DUPAYS (**Charles**), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 51, rue Scheffer, Villa 17, Passy-Paris.

DUPRÉ, Inspecteur de l'Académie de Paris, 60, rue des Tournelles.

DUPUY, Ingénieur, 425, avenue Louise, à Bruxelles (Belgique).

DUSSY, Professeur au Lycée, rue Montigny, à Dijon.

DUTER, Professeur au Lycée Henri IV, 16, rue Bertin-Poiré.

DVORÁK (Dr **V.**), Professeur à l'Université d'Agram (Autriche-Hongrie).

DYBOWSKI (**A.**), Professeur au Lycée Charlemagne, 16, rue Rottembourg.

EBEL, Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Cie Edison, 14, rue du Treuil, à Saint-Etienne.

EDELBERG, Ingénieur opticien, à Kharkoff (Russie).

EGOROFF (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Académie de Médecine de Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

EICHTHAL (baron **d'**), 42, rue Neuve-des-Mathurins.

EIFFEL (**Gustave**), Ingénieur constructeur de ponts et charpentes métalliques, 37, rue Pasquier.

ÉLIE (**B.**), Professeur au Collège, 90, rue de la Pointe, à Abbeville.

ENGEL, Professeur à l'École Centrale, 50, rue d'Assas.

ESTRADA (**Francisco**), Recteur de l'Institut de San-Luis de Potosi (Mexique).

ÉTARD (**Alexandre**), Préparateur de Physique à l'École de Physique et de Chimie, 42, rue Lhomond.

FABRY (**Charles**), Professeur au Lycée, 13, rue des Ardillers, à Nevers.

FAURE (**Camille A.**), Ingénieur, 31, rue Lesdiguières, à Grenoble.

FAVÉ, Ingénieur hydrographe de la Marine, 82, rue de l'Université.

FAVARGER, Ingénieur électricien, à Neuchâtel (Suisse).

FAYE, Membre de l'Institut, 95, avenue des Champs-Élysées.

FERNET, Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue de Médicis.

FIZEAU, Membre de l'Institut, 3, rue de l'Estrapade.

FONTAINE (**Hippolyte**), Ingénieur électricien, 22, rue Notre-Dame-de-Lorette.

FONTAINE, Chimiste, 20, rue Monsieur-le-Prince.

FOURNIER (le Dr **Alban**), à Rambervillers (Vosges).

FOURTEAU, Censeur du Lycée Buffon.

FOUSSEREAU, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 56, boulevard de Port-Royal.

FRICKER (le Dr), 39, rue Pigalle.

FRIDBLATT (**A.**), Directeur des Postes et Télégraphes, à Chaumont.

FRIEDEL, Membre de l'Institut, 9, rue Michelet.

FRON, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 19, rue de Sèvres.

GAIFFE (**Georges**), Constructeur d'instruments de Physique, 40, rue Saint-André-des-Arts.

GALL (**Henry**), Directeur de l'Usine des Produits chimiques, à Villers, par Hermes (Oise).

GARBAN, Inspecteur d'Académie, à Alençon.

GARBE, Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

GARÉ (l'Abbé), Professeur à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy.

GARIEL (**C.-M.**), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 39, rue Jouffroy.

GARNUCHOT, Professeur au Collège, 37, rue Saint-Barthélemy, à Melun.

GAUBERT, Horloger-Électricien, à Gruissan (Aude).

GAUTHIER-VILLARS, Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins.

GAUTHIER-VILLARS (**Albert**), Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins.

GAY, Professeur au Lycée, 36, rue de la Gare, à Lille.

MM.

GAY (**Jules**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue de Mézières.

GAYON, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 41, rue Permantade, à Bordeaux.

GENDRON (**Rodolphe**), Préparateur à l'École libre des hautes études scientifiques et littéraires, 25, rue Campagne-Première.

GÉRARD (**Anatole**), Ingénieur électricien, 16, rue des Grandes-Carrières.

GÉRARD (**Éric**), Directeur de l'Institut électrotechnique de Montefiore, à Liège.

GERNEZ, Maître de conférences à l'École Normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.

GHESQUIER (l'Abbé), Professeur au Collège, 76, rue du Collège, à Roubaix.

GILBAULT, Agrégé de l'Université, 73, rue Claude-Bernard.

GIRARDET, Professeur au Lycée Saint-Louis, Membre du Conseil supérieur de l'Instruction publique, 90, rue Claude-Bernard.

GIRAULT, Professeur au Collège Chaptal, 8, rue Claude-Pouillet.

GIROUX, Ingénieur opticien, successeur de M. Roulot, 58, quai des Orfèvres.

GODARD (**Léon**), Docteur ès Sciences, 82, boulevard Saint-Germain.

GODEFROY (l'Abbé **L.**), Professeur de Chimie à l'Institut catholique, 5, avenue d'Orléans.

GODFRIN, Professeur au Lycée d'Amiens.

GODRON (**Henri**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 18, rue du Vieux-Colombier.

GODY (**G.**), Architecte du département des travaux publics, 15, rue du Viaduc, Bruxelles (Belgique).

GOLAZ (**L.**), Constr. d'instruments à l'usage des Sciences, 282, rue Saint-Jacques.

GOLDHAMMER (**Démétrius**), Privat-docent de Physique à l'Université de Kasan (Russie).

GOLOUBITZKY (**Paul**), Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

GOMEZ (**Francisco Lopez**), Professeur à l'Institut de Valladolid (Espagne).

GOSSART (**Fernand**), Docteur en droit, 15, rue Tronchet.

GOSSART (**Émile**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 23, rue Bosnières, à Caen.

GOSSIN, Proviseur au Lycée de Lille.

GOURÉ DE VILLEMONTÉE, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy.

GOUTY, Ingénieur, à Genève (Suisse).

GOUY, Professeur à la Faculté des Sciences, 4, cours Perrache, à Lyon.

GRAJON (**A.**), Docteur en Médecine à Vierzon.

GRAMONT (**Armand de**), Licencié ès Sciences physiques, 81, rue de Lille.

GRAVIER (**Alfons**), Ingénieur électricien, 186, boulevard Péreire.

GRAY (**Matthew**), Directeur de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C°, 106, Cannon street, Londres.

GRAY (**Robert Kaye**), Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C°, Silwertown, Essex, à Londres.

MM.

GRÉHANT (Dr), Directeur-adjoint du Laboratoire de Physiologie générale, au Muséum, 17, rue Berthollet.

GRELLEY, Directeur de l'École Supérieure du Commerce, 102, rue Amelot.

GREZEL (**Louis**), Professeur de Physique au Collège d'Autun.

GRIPON, Professeur à la Faculté des Sciences, 12, rue du Mont-Thabor, à Rennes.

GRIVEAUX, Professeur au Lycée, 16, rue Montbrillant, à Mont-Plaisir (Lyon).

GROGNOT (**L.**), Chimiste, Essayeur du Commerce, rue du Bourg, à Chantenay-sur-Loire (Maison Chopin) (Loire-Inférieure).

GROOT (le P. **L.-Th. de**), Kerkstraat, 14, Oudenbosch (Hollande).

GROSSETESTE (**William**), Ingénieur civil, 11, rue des Tanneurs, à Mulhouse.

GROUVELLE, Ingénieur, Professeur à l'École Centrale, 26, rue des Écoles.

GUERHARD (Dr **Adrien**), Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, villa Mendiguren, à Nice.

GUELPA, Principal du Collège de Blidah (Algérie).

GUERBY (**A.**), Professeur en retraite, boulevard Fragonard, à Grasse (Alpes-Maritimes).

GUÉRIN (**Émile**), Fabricant d'appareils électriques, 5, rue Montmorency.

GUÉROULT (**Georges**), Trésorier-Payeur général, à Rennes.

GUILLAUME (**Ch.-Ed.**), Docteur ès sciences, attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

GUILLEBON (**de**), Contrôleur de l'exploitation au chemin de fer d'Orléans, 11, rue du Bourg-Neuf, Orléans.

GUILLEMIN (l'abbé), Licencié ès sciences, 18, rue de la Pépinière.

GUNTZ, Professeur à la Faculté des Sciences, 15, rue de Metz, à Nancy.

GUYE (**Philippe A.**), Docteur ès sciences, 19, rue de Tournon.

HAGENBACH-BISCHOFF, Professeur à l'Université de Bâle (Suisse).

HALLER (**A.**), Professeur de Chimie générale à la Faculté des Sciences de Nancy.

HANRIOT, Professeur honoraire de Physique de la Faculté des Sciences de Lille, à Joppécourt, par Mercy-le-Bas (Meurthe-et-Moselle).

HARDY (Dr **E.**), Chef des travaux chimiques de l'Académie de Médecine, 3, rue Perronet.

HAUDIÉ (**Edgard**), Agrégé-Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 30, avenue de l'Observatoire.

HENOCQUE (le Dr), Directeur-adjoint au Laboratoire de Médecine de l'École des Hautes Études au Collège de France, 87, avenue de Villiers.

HENRY (**Édouard**), Professeur au Lycée de Lorient.

HEPITÈS (**Stefan**), Directeur de l'Institut météorologique de Roumanie, à Bucarest.

HESEHUS (**N.**), Professeur à l'Institut Technologique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

HILLAIRET (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 22, rue Vicq-d'Azir.

HODIN, Agrégé de l'Université, 9, rue Gay-Lussac.

MM.

HOMÉN (Theodor), Docteur ès sciences, agrégé à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

HOSPITALIER, Ingénieur des arts et manufactures, Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 151 *bis*, rue de Rennes.

HOSTEIN, Professeur au Lycée, 37, rue Isabey, Nancy.

HUDELOT, Répétiteur à l'École Centrale, 6, rue Saint-Louis en l'Ile.

HUGO (le Comte **Léopold**), 14, rue des Saints-Pères.

HUGON, Ingénieur, 77, rue de Rennes.

HUGUENY, Prof. honoraire de Faculté, 19, rue des Frères, à Strasbourg.

HURION, Professeur à la Faculté des Sciences, 65, rue Blattin, Clermont-Ferrand.

HURMUZESCU (Dragomir), Licencié de la Faculté de Bucarest, 22, rue Berthollet.

HUSSON (Léon), Contrôleur du Câble télégraphique à Haïphong (Tonkin).

IMBERT (Armand), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier.

INFREVILLE (Georges d'), Ex-Électricien de la *Western Union Telegraph C°*, Expert de la *National Bell Telephone C°*, 110, Liberty street, à New-York (États-Unis).

IVANOFF (Basile), Licencié ès sciences (maison Ivanoff), à Simpheropol (Russie).

JABLOCHKOFF, Ingénieur, 3, rue Théry, à Passy.

JANET (Paul), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 17, rue Lesdiguières, à Grenoble.

JANNETTAZ (Ed.), Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 15, avenue des Gobelins.

JANNIN, Professeur de Physique en retraite, 10, rue du Jardin national, à Albi.

JANSSEN, Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique, à Meudon.

JARNIGON (Georges), Ingénieur Électricien, 63, rue Saint-Denis.

JARRE (L.), 2, rue des Pyramides.

JAUMANN (G.), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Prague (Autriche).

JAVAL, Député, Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie de la Sorbonne, 58, rue de Grenelle.

JÉNOT, Professeur au Collège Rollin, 17, rue Caulaincourt.

JEUNET, Professeur au Lycée, 131, rue Moulogis, à Angoulême.

JOLY, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 57, rue Claude-Bernard.

JOLY (Léon), Inspecteur du Crédit Foncier, Ferme de Pargny, près Château-Porcien (Ardennes).

JOLY (Commandant), 19, rue Boislevent.

MM.

JOUBERT, Inspecteur de l'Académie de Paris, 67, rue Violet.

JOUBIN, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Besançon.

JOUET, 60, rue Pierre-Charras.

JOUKOWSKI (**Nicolas**), Professeur de Mécanique à l'Université et à l'École des Hautes Études de Moscou (Russie).

JOYEUX (**Eugène**), 5, route de Versailles, à Chaville.

JUNGFLEISCH, Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 38, rue des Écoles.

JUSSIEU (**F. de**), Imprimeur, Directeur du journal *l'Autunois*, 4, Grand'Rue, à Autun.

KAREIS (**Josef**), kk. Baurath, I Staatstelegraphen gebäude, à Vienne (Autriche).

KERANGUÉ (**Yves de**), Capitaine en retraite, à Kernouël, près Paimpol (Côtes-du-Nord).

KŒCHLIN (**Horace**), Chimiste, fabricant d'indiennes, à Lœrrach (Baden).

KŒNIG, Constructeur d'instruments d'Acoustique, 27, quai d'Anjou.

KOTCHOUBEY, Président de la Société Impériale Polytechnique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

KOWALSKI, Prof. à l'École supérieure du Commerce et de l'Industrie, 1, rue de Grassi, à Bordeaux.

KRAIEWITSCH, Professeur de Physique aux Académies de la Marine et des Mines, à Saint-Pétersbourg (Russie).

KREICHGAUER, Docteur ès Sciences, 22, Berlinerstrasse, Charlottemburg, près Berlin.

KROUCHKOLL, Licencié ès Sciences, 17, faubourg Saint-Jacques.

LACOINE (**Émile**), Ingénieur-Électricien, 11, rue Asmali Medjid, à Constantinople (Turquie).

LAFFARGUE (**Joseph**), Licencié ès Sciences physiques, Chef de la Station municipale d'Électricité des Halles Centrales, 4, boulevard Sébastopol.

LAFLAMME (l'abbé), Membre de la Société Géologique de France, Professeur à l'Université Laval, à Québec (Canada).

LAFOREST (Comte **de**), Général de brigade, à Albi.

LAGRANGE (**L.**), Professeur de Physique à l'École militaire, 26, rue Vilain XIV, à Bruxelles (Belgique).

LALA, Préparateur à la Faculté des Sciences, 11, rue d'Aubuisson, à Toulouse.

LALANDE, Libraire, à Brives.

LALANDE (**de**), Ingénieur civil des Mines, ancien élève de l'École Polytechnique, 106, boulevard Saint-Germain.

LAMON, Constructeur d'instruments de Physique, 4, rue Rothschild, à Genève (Suisse).

LANCELOT, Constructeur d'Instruments d'acoustique, 70, avenue du Maine.

LANGLADE, Ingénieur civil, 22, rue Saint-Augustin.

MM.

LARNAUDE, Ingénieur des Arts et Manufactures, à l'usine Edison, à Ivry-sur-Seine.

LAROCHE (**Félix**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 110, avenue de Wagram.

LAROCQUE, Directeur de l'École des Sciences, à Nantes.

LAROUSSE, Professeur au Collège de Beauvais.

LATCHINOW, Professeur à l'Institut du corps forestier, à Saint-Pétersbourg (Russie).

LATOUR, Professeur au Lycée, 4*bis*, petite rue Volney, à Angers.

LAURENT (**Léon**), Constructeur d'instruments d'Optique, 21, rue de l'Odéon.

LAVIÉVILLE, Professeur au Lycée Condorcet, 56, rue de Lisbonne.

LAURIOL (**P.**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 18, rue des Capucins, à Chartres.

LAWTON (**George Fleetwood**), Ingénieur-Directeur de l'Eastern Telegraph C°, 2, boulevard du Muy, à Marseille.

LEBLANC, ancien élève de l'École Polytechnique, 63, allée du Jardin-Anglais, au Raincy.

LECAT, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 7, rue Gustave Courbet.

LECHAT, Professeur honoraire au Lycée Louis-le-Grand, 181, rue de Courcelles.

LE CHATELIER (**André**), Ingénieur des constructions navales, 25, cours Gambetta, à Lyon.

LE CHATELIER (**Henry**), Ingénieur des Mines, professeur de Chimie générale à l'École des Mines, 73, rue Notre-Dame-des-Champs.

LE CHATELIER (**Louis**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

LE CHÂTONNIER, Chimiste en chef des Douanes, à Rouen.

LE CORDIER (**Paul**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 4, rue du Lycée, à Clermont-Ferrand.

LEDEBOER, Docteur ès sciences, 53, rue du Four.

LE DOLLEY, Inspecteur des Postes et Télégraphes, 15, rue Terme, à Lyon-Central.

LEDUC, Professeur au Lycée Louis le Grand, 136, rue d'Assas.

LEFEBVRE, Capitaine au 95e d'infanterie, au camp d'Avor.

LEFEBVRE (**E.**), Professeur au Lycée, 18, rue Montbauron, à Versailles.

LEFEBVRE (**Victor**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 70, avenue du Maine.

LEFEVRE (**Julien**), Professeur au Lycée de Nantes.

LELORIEUX (**V.**), Professeur au Lycée Lakanal, 147, boulevard Saint-Michel.

LEMOINE (**E.**), ancien élève de l'École Polytechnique, 5, rue Littré.

LEMOINE (**G.**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 76, rue d'Assas.

LEMOINE (**Jules**), Professeur au Collège de Melun.

LEMONNIER (**Paul**), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur constructeur, 45, rue de Saint-Pétersbourg.

MM.

LEMSTRÖM (**Selim**), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).

LÉON (**Gustave**), Ingénieur au Corps des Mines, 1, rue Madame.

LEPERCQ (**Gaston**), Professeur de Chimie à la Faculté libre, 25, rue du Plat, à Lyon.

LERAY (l'Abbé **Ad.**), Aumonier, 193, rue Saint-Jacques.

LERMANTOFF, Préparateur au Cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

LE ROUX, Examinateur à l'École Polytechnique, 120, boulevard Montparnasse.

LEROY, Professeur au Lycée de Vanves, 4, rue de la Grande-Chaumière.

LEROY, Médecin-Major au 6e régiment de cuirassiers, 18, avenue de Breteuil.

LESAGE, Professeur au Lycée de Châteauroux.

LESCHI, Professeur au Collège de Corte.

LESOBRE, Professeur au Collège de Melun.

LESPIAULT, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

LÉTANG (**Paul**), 36, boulevard Saint-Michel.

LÉVY (**Armand**), Professeur au Lycée, 18 *bis*, rue Cornebouc, à Poitiers.

LIBERT (**J.-C.-D.**), Professeur au Collège de Morlaix.

LIMB, Ingénieur-Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 1, rue Saint-Sulpice.

LIPPICH (**Fr.**), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LIPPMANN, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon,

LISLEFERME (**de**), Ingénieur en retraite, à Taillebourg (Charente-Inférieure).

LORRAIN (**James-Grieves**), Consulting Engineer Norfolk House, Norfolk street, London. W. C.

LOUGUININE (**W.**), Dr honoraire de l'Université de Moscou, 4, rue Mesnil (place Victor Hugo).

LUCCHI (Dr **Guglielmo de**), Professeur de Physique au Lycée royal Tito Livio, Padoue (Italie).

LUSSANA (**Sylvio**), Docteur ès sciences physiques à l'Université de Padoue (Italie).

LUTZ, Constructeur d'instruments d'optique, 65, boulevard Saint-Germain.

LYON (**Gustave**), ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart.

MACÉ DE LÉPINAY, Professeur à la Faculté des Sciences, 105, boulevard Longchamps, à Marseille.

MACH (Dr **E.**), Professeur de Physique à l'Université de Prague (Autriche).

MACQUET (**Auguste**), Ingénieur au corps des Mines, Professeur à l'École des Mines du Hainaut, à Mons (Belgique).

MADAMET, Directeur de l'École d'application du Génie maritime, 84, boulevard Saint-Michel.

MM.

MAGNE (**P.**), Directeur-Ingénieur du contrôle des Postes et des Télégraphes, 34, avenue de Villiers.

MAICHE, Ingénieur électricien, 282, rue Saint-Jacques.

MAIGRET (Dr), 44, avenue de la République, Grand-Montrouge.

MAINGIE, Docteur ès sciences physiques et mathématiques, 218, avenue de la Reine, à Laeken, Bruxelles (Belgique).

MAISONOBE, Capitaine d'Artillerie, 38, faubourg de France, à Belfort.

MALLARD, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines, professeur de Minéralogie à l'École des Mines, 11, rue de Médicis.

MALLY (Dr **Francis**), 174, boulevard Pereire.

MALOSSE, Professeur à l'École de Médecine d'Alger.

MANEUVRIER, Agrégé de l'Université, Sous-Directeur du Laboratoire des recherches physiques à la Sorbonne, 54, rue Notre-Dame-des-Champs.

MARCHIS, Professeur au Lycée de Caen.

MAREY, Membre de l'Institut, 11, boulevard Delessert.

MARIA (**Emile**), Professeur à l'École Turgot, 12, rue de Longchamp.

MARTIN (**Ch.**), rue de Bonneval, à Chartres.

MARTIN (**Joanny**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 6, rue des Capucins, à Lyon.

MARTINET, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 5, rue de l'Amiral Courbet.

MARTINET, Professeur au Lycée du Mans.

MASCART, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Directeur du Bureau central météorologique, 176, rue de l'Université.

MASSIEU, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.

MASSIN, Ingénieur des Télégraphes, 103, rue de Rennes.

MASSON (**G.**), Libraire-Éditeur, 120, boulevard Saint-Germain.

MATHIAS (**Émile**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Toulouse.

MAUMENÉ (**E.**), 91, avenue de Villiers.

MAUPEOU D'ABLEIGES (**de**), Ingénieur de la Marine, Membre du Conseil des travaux, 30, rue Vital (Passy).

MAURAT, Ancien Professeur au Lycée Saint-Louis, 31, boul. de Port-Royal.

MEAUX (**de**), Chef de Bureau au Ministère des Postes et des Télégraphes, 44, rue Saint-Placide.

MELANDER, Préparateur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

MÉNIER (**Henri**), 8, rue de Vigny.

MERCADIER, Directeur des Études à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes.

MERGIER, Préparateur des travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Paris, 66, avenue de Châtillon.

MÉRITENS (**de**), Ingénieur, 44, rue Boursault.

MERLE (**Antoine**), Directeur de la maison Brunot-Court, à Grasse.

MERLIN (**Paul**), Professeur au Lycée, 78, faubourg Vincent, à Châlons-sur-Marne.

MESLIN, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Montpellier.

MM.

MESTRE, ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur, Chef de traction au chemin de fer de l'Est, 22, rue Pajol.

MEYER, Directeur de la Compagnie continentale Edison, 8, rue Caumartin.

MEYLAN, Ingénieur, 31, rue de Poissy.

MICULESCU (**Constantin**), Licencié ès sciences, 43, boulevard Arago.

MILLARD, Docteur en Médecine, à Dinard, et 25, rue Royale.

MINARY, Ingénieur, 37, rue Battant, à Besançon.

MINGASSON, Professeur au Lycée d'Orléans.

MINNE, Constructeur d'instruments de Physique, 28, rue Berthollet.

MISLAWSKY (Dr), Professeur agrégé de Physiologie à l'Université de Kasan (Russie).

MOLTENI (**A.**), Ingénieur-Constructeur, 44, rue du Château-d'Eau.

MOLZ, Ingénieur, 149, rue de Rennes.

MONDOS (**Robert**), Ingénieur, 89, rue Nollet.

MONNORY (**Henri**), Professeur à l'École Normale de Cluny.

MONOYER, Professeur à la Faculté de Médecine de Lyon.

MONTAUD (**B. de**), Ingénieur civil, 73, rue d'Allemagne.

MONTEFIORE (**Levi**), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, 35, rue de la Science, à Bruxelles (Belgique).

MONTEIL (**Silvain**), Juge de Paix à Châteauponsac (Haute-Vienne).

MONTHIERS (Maurice), 135, boulevard Malesherbes.

MORANA (**Ignace**), Électricien, 44, rue de Lausanne, à Genève.

MORELLE, Chef des travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 11, rue Caumartin, à Lille.

MORELLE, Constructeur-Mécanicien, 39, avenue d'Orléans.

MORS, Ingénieur, fabricant d'appareils électriques, 8, avenue de l'Opéra.

MOSER (Dr **James**), Docent à l'Université, 43, Laudongasse, Vienne (Autriche).

MOUCHEZ (l'Amiral), Directeur de l'Observatoire de Paris.

MOUCHOT, Professeur en retraite, 39, rue de Fleury, à Fontainebleau.

MOUTIER, Examinateur de sortie à l'École Polytechnique, à Villers, par Saint-Leu d'Esserent (Oise).

MOUTON, Maître de conférences de Physique à la Sorbonne, 1, rue de l'Audience, à Fontenay-sous-Bois.

MUIRHEAD (Dr **Alexandre**) F. C. S., 5, Cowley Street, Westminster, S. W. Londres.

MUKHOPADHYAY (**Asutosh**), Membre de la Société de Physique de Londres, 77, Russa Road north, Bhowanipore, à Calcutta (Indes).

NACHET (**A.**), Constructeur d'instruments d'optique, 17, rue Saint-Séverin.

NACHET (**Camille**), Constructeur d'instruments d'optique, 7, rue des Gravilliers.

NAMBA MASSASHI, à l'Université, Dépt des Sciences, à Tokio (Japon).

NEGREANO (**D.**), Professeur à la Faculté des Sciences, 4, Strada Pensionatul, Bucarest (Roumanie).

MM.

NERVILLE (**de**), Ingénieur des Télégraphes, Directeur du Laboratoire central d'électricité, 116, boulevard Haussmann.

NEUBURGER, Professeur au Lycée, 11, avenue du Vieux-Marché, à Orléans.

NEYRENEUF, Professeur à la Faculté des Sciences de Caen.

NODON (**Albert**), Ingénieur civil, 20, rue du Midi, à Vincennes.

NODOT, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 2, Rempart de la Miséricorde, à Dijon.

NOÉ (**Charles**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 8, rue Berthollet.

NOGUÉ (**Émile**), Attaché à la Maison Pellin-Duboscq, 138, rue d'Assas.

NOTHOMB (**Louis**), Professeur de télégraphie technique à l'École de Guerre, 91, avenue Louise, à Bruxelles.

NOUGARET (**Élie**), Professeur au Lycée, place Plumancy, à Périgueux.

OFFRET, Professeur au Lycée, 9, rue Martin du Nord, à Douai.

OFFRET (**Albert**), Maître de Conférences de Minéralogie à la Faculté des Sciences, 77, avenue de Saxe, à Lyon.

OGIER (**Jules**), Docteur ès sciences, Chef du laboratoire de Toxicologie, 1, quai d'Orsay.

OLIVIER (**Louis**), Docteur ès sciences, Directeur de la *Revue générale des Sciences pures et appliquées*, 34, rue de Provence.

OLLIVIER (**A.**), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.

ONDE, Professeur au Lycée Henri IV, 41, rue Claude-Bernard.

ORDUÑA (**Emilio de**), Ingénieur, Directeur des Télégraphes, 21, rue Gaya, à Madrid (Espagne).

ORLÉANS (Comte **d'**), Colonel d'État-Major en retraite, 9, rue de Villersexel.

OUMOFF (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

PAILLARD-DUCLÉRÉ (**Constant**), Secrétaire d'Ambassade, 96, boulevard Haussmann.

PAILLOT, Chef des Travaux pratiques à la Faculté des Sciences, 2, rue des Fleurs, à Lille.

PALAZ (**Adrien**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Académie de Lausanne (Suisse).

PALMADE, Professeur au Lycée de Nîmes.

PALMADE, Capitaine du Génie, à Lille.

PANZANI (**J.-P.**), Licencié ès Sciences mathématiques et physiques au Lycée Louis-le-Grand.

PARAYRE (l'abbé), Licencié ès Sciences physiques, 6, rue Raynouard.

PARENTHOU (**Émile**), Ingénieur, 18 *bis*, rue Denfert-Rochereau.

PARISSE, Ingénieur des Arts et Manufactures, 49, rue Fontaine-au-Roi.

PARMENTIER, 21, avenue de la Toison-d'Or, à Bruxelles (Belgique).

PASQUIER (Dr), rue Saint-Nicolas, à Evreux.

PASSOT (Dr), 34, rue Saint-Basile, à Marseille.

MM.

PAUCHON (**Ernest**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 191, rue Basse, à Caen.

PAUL (**Amédée**), ancien Directeur de l'Eastern Telegraph C°.

PAVLIDÈS (**Démosthènes**), Docteur en Médecine, 14, rue Cadet.

PAYN (**John**), Directeur de l'Eastern Telegraph C°, au Caire (Egypte).

PELLAT (**H.**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.

PELLERIN, Professeur de Physique à l'École de Médecine, 9, quai Richebourg, à Nantes.

PELLIN (**Philibert**), Ingénieur des Arts et Manufactures, successeur de M. Jules Duboscq, 21, rue de l'Odéon.

PÉRARD (**L.**), Professeur à l'Université, 101, rue St-Esprit, à Liège (Belgique).

PÉRIER (**Paul**), attaché au Bureau central Météorologique, 176, rue de l'Université.

PÉRIGNON, 105, rue du Faubourg-Saint-Honoré.

PEREZ (**Fernando Ferrari**), Professeur à l'École normale, Tacubaya D. F. à Mexico (Mexique).

PERNET (**X.**), Professeur de Physique en retraite, faubourg de Paris, Maison de l'Arc, à Dôle.

PERNET (Dr **J.**), Karlsbad, 22, Berlin, W.

PÉROT (**Alfred**), Chargé d'un Cours supplémentaire de Physique, à la Faculté des Sciences, 119, Boulevard de Longchamps, à Marseille.

PERROT (**Paul**), Aide au Bureau international des Poids et Mesures, 191, boulevard Pereire.

PÉTROFF, Professeur à l'Institut Technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).

PEUCHOT (**E.**), Dessinateur et graveur, 10, rue de Nesles.

PEUCHOT, Ingénieur opticien, 31, quai des Grands-Augustins.

PFAUNDLER (**Léopold**), Professeur à l'Université d'Innsbruck (Autriche).

PHILBERT, Ancien receveur des télégraphes, 32, faubourg de Fougères, à Rennes.

PHILIPPON (**Paul**), Répétiteur au Laboratoire d'Enseignement de la Sorbonne, 166, boulevard Montparnasse.

PICART (**A.**), Fabricant d'instruments de précision, 20, rue Mayet.

PICOU, Ingénieur des arts et manufactures, 75, avenue de la Grande-Armée.

PILLEUX, 16, rue du Prévôt, à Beauvais.

PILTSCHIKOFF (**Nicolas**), Professeur à l'Université de Kharkoff (Russie).

PINEL (**Charles-Louis**), 26, rue Méridienne, à Rouen.

PIONCHON, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

PITANGA (**Epiphanio**), Professeur à l'École Polytechnique de Rio-Janeiro, 50, rua do Marquez d'Abrantes.

PLOIX (**Charles**), Ingénieur hydrographe de la Marine, 1, quai Malaquais.

POINCARÉ (**A.**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 4, carrefour de l'Odéon.

MM.

POINCARÉ (**Lucien**), Agrégé Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

POIRÉ, Professeur au Lycée Condorcet, 95, boulevard Malesherbes.

POLLARD (**Jules**), Ingénieur de la Marine, 28, rue Bassano.

POMEY (**J.-B.**), Ingénieur des Télégraphes, à Tours.

PONSELLE (**George**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 19, rue de Madrid.

PONSOT, Professeur au Lycée de Versailles, 149, rue de Rennes.

POPP (**Victor**), Administrateur-directeur de la Compagnie des horloges pneumatiques, 16, rue Saint-Fargeau.

PÖPPER (**Josef**), Ancien élève de l'École Polytechnique de Vienne, Ingénieur constructeur de machines, VII, Westbahnstrass, 29, à Vienne (Autriche).

POTIER, Ingénieur en chef des mines, Professeur à l'École Polytechnique, 89, boulevard Saint-Michel.

POUSSIN (**Alexandre**), Ingénieur, au Château de La Houblonnière, par Lisieux.

PRÉAUBERT (**E.**), Professeur au Lycée, 13, rue Proust, à Angers.

PRÉOBRAJENSKI (**Pierre**), au Musée Polytechnique, à Moscou (Russie).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Londres.

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg.

PUPIN, Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.

PUYFONTAINE (Comte **de**), 34, avenue Friedland.

QUESNEVILLE (D^r^), Professeur agrégé à l'École supérieure de Pharmacie, 1, rue Cabanis.

RADIGUET (**fils**), Opticien constructeur, 15, boulevard des Filles-du-Calvaire.

RAFFARD, Ingénieur civil, 5, avenue d'Orléans.

RAMEAU (**l'abbé**), Professeur de Physique à l'Institution Saint-Cyr, à Nevers.

RANQUE (**Paul**), Docteur en Médecine, 13, rue Champollion.

RAU (**Louis**), Administrateur délégué de la Compagnie Continentale Edison, 7, rue Montchanin.

RAYET, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

RAYMOND (**Eugène**), Ingénieur de la Marine, à Lorient.

RÉBOUIS, Professeur au Collège Stanislas, 23, rue Claude-Bernard.

RECHNIEWSKI, Ingénieur, 108, rue Mozart.

RECOURA (**Albert**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Lyon.

REDIER, Constructeur, 8, cour des Petites-Écuries.

RÉGNARD (Dr **P.**), Sous-Directeur du Laboratoire de Physiologie de la Faculté des Sciences, 224, boulevard Saint-Germain.

REISET, Membre de l'Institut, 2, rue de Vigny.

RENARD (**Charles**), Chef de bataillon du Génie, Directeur de l'Établissement central d'Aérostation militaire, 7, avenue de Trivaux, à Chalais-Meudon.

RENAULT (**A.**), Licencié ès Sciences physiques, 25, rue Brezin.

MM.

REY (**Casimir**), Professeur de Mathématiques à l'École du Génie, 25, boulevard de la Reine, à Versailles.

RIBAIL (**Xavier**), Ingénieur de la traction au Chemin de fer de l'Ouest, 6, rue de Constantinople.

RIBAN (**Joseph**), Directeur adjoint du Laboratoire d'enseignement chimique et des Hautes Études, 85, rue d'Assas.

RIBIÈRE (**Charles**), Ingénieur des Ponts et Chaussées attaché au service des Phares, 6, rue Bizet.

RICHARD, Ingénieur-Constructeur, 8, impasse Fessart (Belleville).

RICHET (**Th.**), Professeur à la Faculté de Médecine, 15, rue de l'Université.

RIGOLLOT, Chef des Travaux pratiques à la Faculté des Sciences de Lyon.

RIGOUT, Préparateur de Chimie à l'École des Mines.

RIVIÈRE (**Charles**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 17, rue Gay-Lussac.

ROBIN (**P.**), Directeur de l'orphelinat Prévost, appartenant au département de la Seine, à Cempuis (Oise).

ROBLES (**José de**), Ingénieur agronome, calle del General Castagnos, 7, à Madrid (Espagne).

RODDE (**Ferd.**), 7, rue du Delta.

RODDE (**Léon**), 107, rua do Ouvidor, à Rio-Janeiro (Brésil).

RODOCANACHI (**Emmanuel**), 8, avenue Hoche.

ROGER (**Albert**), rue Croix-de-Bussy, à Épernay.

ROGER, Chef d'Institution honoraire, 161, rue Saint-Jacques.

ROGNETTA (**F.-B.**), Ingénieur, 62, via Borgonuovo, à Turin (Italie).

ROIG Y TORRES (**Raphaël**), Professeur à la Faculté des Sciences de Barcelone (Espagne).

ROMILLY (**de**), 8, rue de Madrid.

ROMILLY (**Paul de**), Ingénieur en Chef des Mines, 7, rue Balzac.

ROOSEVELT, Ingénieur.

ROSENSTIEHL, Chimiste, Directeur de l'usine Poirier, 114, route de Saint-Leu, à Enghien.

ROSLIN d'IVRY (**Baron**), 101, avenue des Champs-Élysées.

ROUSSEAU, Professeur à l'Université, 20, rue Vauthier, à Ixelles-Bruxelles.

ROUSSEAU (**Paul**), Fabricant de produits chimiques, 17, rue Soufflot.

ROUSSELET, Censeur du Lycée de Bourg.

ROUSSELOT (l'abbé), 28, rue de l'Église, à Neuilly.

ROUX (**Gaston**), Ingénieur Électricien, 51, rue de Dunkerque.

ROZIER (**F.**), Docteur en Médecine, 19, rue du Petit-Pont.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Émile**), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 9, rue Brémontier.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Henri**), Ingénieur des Manufactures de l'État, 3, place Péreire.

SAINT-LOUP, Doyen honoraire, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger.

MM.

SALADIN, Ingénieur civil des Mines, 57, avenue Victor-Hugo.

SALCHER (Dr **P.**), Professeur à l'Académie Impériale de Fiume (Autriche-Hongrie).

SALET, Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 120, boulevard Saint-Germain.

SAMBOURG (**Ch.**), Inspecteur Ingénieur des Lignes télégraphiques, 6, rue de la Porte-Maillot.

SANDOZ (**Albert**), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 40, rue d'Ulm.

SARASIN (**E.**), Docteur ès Sciences, à Genève (Suisse).

SARCIA (**Jules**), Ingénieur de la Société anonyme pour le Travail électrique des Métaux, 14, rue Gérando.

SARRAN, Professeur au Lycée, place Saint-Didier, à Poitiers.

SARRAU, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Poudres et Salpêtres, professeur de Mécanique à l'École Polytechnique, 9 *bis*, avenue Daumesnil, à Saint-Mandé.

SAUSSE (**A.**), Préparateur à la Faculté des Sciences de Caen.

SAUTTER (**Gaston**), Ingénieur, 26, avenue de Suffren.

SAUVAGE (**Henri**), Inspecteur des Postes et des Télégraphes, 16, rue de Pannette, à Évreux.

SCHILLER (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université de Kieff (Russie).

SCHNEIDER (**Théodore**), Professeur de Chimie à l'École Monge, 58, rue Madame.

SCHODDUIJN (l'abbé), Professeur de Sciences à l'Institution Saint-Joseph, à Gravelines.

SCHWEDOFF, Doyen de la Faculté des Sciences, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

SCIAMA, Ingénieur civil des Mines, directeur de la maison Bréguet, 16, rue François Ier.

SEBERT, Général d'Artillerie de Marine, 13, rue de la Cerisaie.

SÉGUIN, ancien Recteur, 1, rue Ballu.

SEIGNETTE (**Adrien**), Professeur au Lycée Condorcet, 21, rue Tronchet.

SELIGMANN-LUI, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

SERPOLLET, Ingénieur, 27, rue des Cloys.

SERRÉ-GUINO, Examinateur à l'École de Saint-Cyr, 114, rue du Bac.

SERRIN (**V.**), Ingénieur, 1, boulevard Saint-Martin.

SIMON, Pharmacien, au Perreux.

SIMOUTRE (l'abbé), Professeur de Physique au grand séminaire de Nancy.

SIRE (**G.**), Correspondant de l'Institut, à Besançon-Mouillière.

SIRVENT, Professeur au Lycée Saint-Louis, 73, rue de Rennes.

SLOUGUINOFF, Directeur de l'Institut de Physique de l'Université impériale de Kasan (Russie).

SOKOLOFF (**Alexis**), Professeur de Physique à l'Académie de Moscou (Russie).

SOMZÉE (**Léon**), Ingénieur honoraire des Mines, 117, rue Royale, à Bruxelles (Belgique).

MM.

STAPFER (**Daniel**), Ingénieur, boulevard de la Mayor, à Marseille.

STŒCHEGLAIEF (**Wladimir**), Professeur de Physique à la Haute École technique de Moscou (Russie).

STEPANOFF, Professeur de Physique, à Cronstadt (Russie).

STOKES (**G.-G.**), Professeur de Mathématiques à l'Université de Cambridge, Lensfield Cottage, Cambridge.

STOLETOW (**Al.**), Professeur à l'Université de Moscou (Russie).

STRAUSS, Capitaine du Génie, Attaché au Dépôt des fortifications, 8, rue Saint-Dominique.

STREET (**Charles**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 71, rue Treilhard.

TACCHINI, Astronome, Directeur du Bureau météorologique d'Italie, à Rome.

TEISSERENC DE BORT (**Léon**), Chef du Service de Météorologie générale au Bureau central météorologique, Secrétaire général de la Société Météorologique de France, 82, avenue Marceau.

TEISSIER, Professeur au Lycée, 5, rue de Lille, à Nice.

TEPLOFF, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimir Kaies, 15, maison Friedrichs, à Saint-Pétersbourg (Russie).

THENARD (le **baron Arnould**), chimiste agriculteur, 6, place Saint-Sulpice.

THIERRY (Dr **Maurice de**), Préparateur de Chimie à la Faculté de Médecine, 63, rue de l'Université.

THIESEN (Dr **Max**.), à Charlottemburg, Berlinerstrasse, 22, à Berlin.

THIMONT, Professeur au Collège Stanislas, 19, rue Littré.

THOMPSON (**Silvanus-P.**), Professeur à Finsbury Technical College, Morland Chrislett Road, west, Londres, N. W. (Angleterre).

THOMSON (Sir **William**), F. R. S., Professeur à l'Université de Glasgow (Écosse).

THOUVENEL, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 100, rue de Rennes.

THOUVENOT (**Clovis**), Ingegnere delle officine e fonderie Mazzocchi, Porta Cavalleggeri, à Rome (Italie).

THYRION, Professeur au Collège, 22, rue Béranger, à Fontainebleau.

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TISSANDIER (**Gaston**), Directeur du Journal « *La Nature* », 50, rue de Châteaudun.

TISSOT, Enseigne de Vaisseau, chargé d'un Cours de Physique à l'École navale, 107, rue de Siam, à Brest.

TONARELLI, Censeur du Lycée de Valenciennes.

TOUANNE (**de la**), Ingénieur des télégraphes, 13, rue Soufflot.

TRANNIN (**Henri**), Docteur ès Sciences, ancien Préparateur à la Faculté des Sciences de Lille, à Arras.

TRIPIER (le Dr), 41, rue Cambon.

TROTIN, Ingénieur des télégraphes, 38, quai Henri IV.

TROUVÉ (**G.**), Constructeur d'instruments de précision, 14, rue Vivienne.

MM.

TULEU (**Charles**), Ingénieur, 58, rue Hauteville.

UCHARD (**A.**), Capitaine d'artillerie, 2bis, rue de Provence, à Versailles.
UNIVERSITÉ DE SYDNEY (**New South Wales**).

VACHER (**Paul**), 45, rue de Sèvres.
VAGNIEZ BENONI, Négociant, 14, rue Lemerchier, à Amiens.
VAN AUBEL (Dr **Edmond**), chargé de Cours à l'Université, 7, rue Laurent-Delvaux, à Gand (Belgique).
VAN BIERVLIET (**Albert**), 25, rue Marie-Thérèse, à Louvain (Belgique).
VANDENBROUCQUE, Professeur à l'Institution libre, à Marcq en Barœul (Nord).
VAN DER MENSBRUGGHE (**Gustave-Léonard**), Professeur de Physique mathématique à l'Université, 80, rue Coupure, à Gand (Belgique).
VAN DER VLIETH, Professeur de Physique à l'Université de St-Pétersbourg.
VARACHE (**A.**), Professeur au Collège, 28, rue de la Rotonde, à Béziers.
VARENNE (**de**), Préparateur du Laboratoire de Physiologie générale au Muséum, 7, rue de Médicis.
VARIN, Professeur au Collège, à Nancy.
VASCHY, Ingénieur des Télégraphes, Répétiteur à l'École Polytechnique, 68, avenue Bosquet.
VASSEUR (**Alfred**), 4, petite rue de Barette, à Amiens.
VAUTIER (**Théodore**), Chargé des conférences de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.
VERDIN, Constructeur d'instruments pour la Physiologie et la Médecine, 7, rue Linné.
VERRIER (**Gabriel**), Ingénieur électricien, Ancien élève diplômé de l'École centrale et de l'École supérieure de Télégraphie, 13, boulevard Saint-Germain.
VIEILLE, Ingénieur des Poudres et Salpêtres, Répétiteur à l'École Polytechnique, 19, quai Bourbon.
VILLARS, Professeur au Lycée de Rouen.
VILLIERS (**Antoine**), Agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.
VIOLET (**Léon**), 20, rue Delambre.
VIOLLE, Maître de conférences à l'École Normale, 89, boulevard Saint-Michel.
VION (**René**), Conservateur de la Bibliothèque, 16, place au Feurre, à Amiens.
VLASTO (**Ernest**), Ingénieur, Administrateur de la Société anonyme de fabrication de produits chimiques, 44, rue des Écoles.
VOIGT, Professeur honoraire du Lycée de Lyon, à Géanges, par Saint-Loup de la Salle (Saône-et-Loire).
VOISENAT (**Jules**), Ingénieur des télégraphes, 16, rue Berlier, à Dijon.

WAHA (**de**), Professeur de Physique à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

MM.

WALLON (**E.**), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 65, rue de Prony.

WEISS (**G.**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 119, boulevard Saint-Germain.

WENDT (**Gustave**), Constructeur d'instruments de Physique (maison Hempel), 55, quai des Grands-Augustins.

WERLEIN (**Ivan**), Constructeur d'instruments d'Optique, 71, rue du Cardinal-Lemoine.

WEST (**Émile**), Ingénieur-Chimiste au Chemin de fer de l'Ouest, 13, rue des Saints-Pères.

WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de Machines, 36, rue Ampère.

WIEDEMANN (**Eilhard**), Professeur de Physique, à Erlangen (Allemagne).

WITZ (**Aimé**), Ingénieur civil, Professeur aux Facultés catholiques, 104, boulevard Vauban, à Lille.

WOLF, Membre de l'Institut, Astronome à l'Observatoire de Paris, 1, rue des Feuillantines.

WOULFF, Agrégé de l'Université de Varsovie (Russie).

WUILLEUMIER (**H**), Docteur ès sciences, 98, rue d'Assas.

WUNSCHENDORFF, Ingénieur chargé de la construction des lignes souterraines, au Ministère des Postes et des Télégraphes, 92, rue de Rennes.

WYROUBOFF, Docteur ès Sciences, 141, rue de Rennes.

XAMBEU, ancien Professeur, 41, Grande-Rue, à Saintes.

YVON, Pharmacien, 7, rue de la Feuillade.

ZAHM (**J.-A.**), Professeur de Physique à l'Université à Notre-Dame (Indiana) (États-Unis).

ZEGERS (**Louis-L.**), Ingénieur des Mines du Chili, Chacabuco, 57, à Santiago.

ZILOFF, Professeur de Physique à l'Université de Varsovie (Russie).

Mai 1891.

Prière d'adresser au Secrétaire général les rectifications et changements d'adresse.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

SÉANCE DU 17 JANVIER 1890 5
Remarques sur la différence de potentiel et la force électromotrice d'induction; par M. *Lippmann* 6
Nouvelles recherches sur le fluor; par M. *Moissan* 7
Rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice 1889 7
Allocution prononcée dans la séance du 17 janvier 1890; par M. *E. Mascart*, Président sortant 11

SÉANCE DU 7 FÉVRIER 1890 16
Recherches sur l'application de la mesure du pouvoir rotatoire à la recherche des combinaisons qui résultent de l'action de l'acide malique sur le molybdate de soude; par M. *D. Gernez* 17
Les théories de M. Van der Waals; par M. *Philippe-A. Guye* 18
Le coefficient critique et la constitution moléculaire des corps au point critique; par M. *Philippe-A. Guye* 39

SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1890 53
Sur la limite entre la polarisation et l'électrolyse; par M. *H. Pellat* 53
Expériences relatives à la production de franges achromatiques dans les phénomènes de polarisation chromatique observés en lumière convergente; par M. *E. Mascart* 56

SÉANCE DU 7 MARS 1890 57
Sur la résonance multiple des ondulations électriques; par MM. *Ed. Sarasin* et *L. de La Rive* 58
Sur le retard d'électrolyse; par M. *G. Lippmann* 59
Sur la théorie des dissolutions; par M. *Ch.-Ed. Guillaume* 60
Appareils pour l'étude des thermomètres à mercure construits par M. Huetz pour le laboratoire d'enseignement de la Sorbonne; présentés par M. *Ch.-Ed. Guillaume* 61
Sur la résistance électrique des gaz; par M. *Théodor Homèn* 62

SÉANCE DU 21 MARS 1890 74
Appareil de Norremberg. — Microscope polarisant, dispositif nouveau pour projection, par M. Albert Duboscq; présenté par M. *H. Dufet* 75
Position de la vibration lumineuse déterminée par la dispersion dans les cristaux biréfringents; par M. *E. Carvallo* 76

SÉANCE ANNUELLE. Réunion des mardi 8 avril et mercredi 9 avril 1890.. 90
Mesure des tensions superficielles dans les liquides en caléfaction (méthode des larges gouttes); par M. *Emile Gossart*..... 95
Pondérateur W. Serrin..... 106

SÉANCE DU 18 AVRIL 1890..... 106
Transformation du saccharimètre ordinaire en ampèremètre; par M. *d'Arsonval*..... 108
Spectrocolorimètre; par M. *d'Arsonval*..... 109
Spectrophotomètre différentiel sans polarisation; par M. *d'Arsonval*.... 109
Sur le halo des lames épaisses, ou halo *photographique*, et les moyens de le faire disparaître; par M. *A. Cornu*..... 112

SÉANCE DU 2 MAI 1890..... 119
Sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés; par M. *E. Mathias*... 122

SÉANCE DU 16 MAI 1890..... 134
Sur les condensateurs en mica; par M. *E. Bouty*..... 137
Influence des champs magnétiques sur les tubes à gaz raréfiés; par M. *A. Witz*..... 144
Méthode de mesure au moyen des courants alternatifs; par M. *G. Chaperon*..... 149
Sur les bobines en fil double; par M. *G. Chaperon*..... 151
Équilibre de self-induction et de capacité sur le pont à fil et à courants alternatifs; par M. *G. Chaperon*..... 152

SÉANCE DU 6 JUIN 1890..... 157
Appareil à coefficients de pression, construits par M. Huetz, présenté par M. *Guillaume*..... 158
Sur un nouveau transport électrique des sels dissous; par M. A. *Chassy*..... 159
Recherches sur de nouveaux appareils téléphoniques; par MM. *Mercadier* et *Chaperon*..... 166

SÉANCE DU 20 JUIN 1890..... 171
Dynamomètre de transmission à lecture directe et enregistrement photographique; par M. *Mascart*..... 171
Influence des orages sur une ligne installée à Domène (Isère) pour une transmission de force électrique; par M. *Hillairet*..... 173

SÉANCE DU 4 JUILLET 1890..... 174
Dynamomètre universel à lecture directe du travail; par M. *Trouvé*... 177
Détermination de la différence de potentiel au contact de deux liquides; par M. *G. Gouré de Villemontée*..... 178
Comparaison de la somme des différences de potentiel aux différents contacts d'un élément Daniell avec la différence de potentiel aux pôles de l'élément; par M. *G. Gouré de Villemontée*..... 185

SÉANCE DU 18 JUILLET 1890 187
Observations sur la Communication de M. Gouré de Villemontée; par M. *Pellat* 187
Sur le résidu des condensateurs; par M. *E. Bouty* 191
Comparaison de l'indice de réfraction de différents quartz; par M. *H. Dufet* 193
Forces électromotrices dans les électrolytes fondus; par M. *Lucien Poincaré* 193
Recherches sur les courants actino-électriques; par M. *A. Stoletow* ... 202
Sur l'aimantation transversale des conducteurs magnétiques, par M. *Paul Janet* 208

SÉANCE DU 21 NOVEMBRE 1890 220
Recherches de thermo-électricité; par MM. *Chassagny* et *H. Abraham*. 220
Expérience montrant les vibrations d'un fil de platine maintenu incandescent par un courant électrique sous l'influence des interruptions successives de ce courant; par M. *T. Argyropoulos* 222

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1890 223
Note sur l'électrolyse industrielle de l'eau; par M. le commandant *Renard* 224
Sur la résistance électrique du bismuth dans un champ magnétique; par M. *A. Leduc* 227

SÉANCE DU 19 DÉCEMBRE 1890 241
Appareils servant à préparer l'oxygène par l'électrolyse de l'eau (Remarques sur la Communication de M. le commandant Renard); par M. *d'Arsonval* 242
Procédé de soudure du verre et de la porcelaine avec les métaux; par M. *Cailletet* 242
Chronomètre donnant le millième de seconde; par M. *Wilh. Schmidt* .. 243
Détermination des constantes optiques des cristaux tricliniques; par M. *H. Dufet* 245
Appareil de M. Mascart pour étudier la double réfraction produite par compression; par M. *Bouasse* 245

LISTE DES OUVRAGES REÇUS PENDANT L'ANNÉE 1890 247
LISTE DES MEMBRES 257

17244 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

This book should be returned to the Library on or before the last date stamped below.

A fine of five cents a day is incurred by retaining it beyond the specified time.

Please return promptly.